Švietimo Ministerijos
Knygų Leidimo Komisijos leidinys

Prof. V. ČEPINSKIS

FIZIKOS PASKAITOS

VI skyrius

ŠVIESA

KAUNAS — Valstybės Spaustuvė. — 1925 m.

№ 553. I-c.

Švietimo Ministerijos
Knygų Leidimo Komisijos leidinys

Prof. V. ČEPINSKIS

FIZIKOS PASKAITOS

VI skyrius

ŠVIESA

KAUNAS — Valstybės Spaustuvė. — 1925 m.

VYTAUTO DIDŽIOJO UNIVERSITETO BIBLIOTEKA

VI SKYRIUS.

Šviesa.

I dalis. Geometriškoji optika.

1 §. Šviesūs ir tamsūs kūnai. Šviesos sklidimas tiesiomis linijomis arba spinduliais. Šešėliai ir pusšešėliai. Saulės ir mėnulio užtemimai. Vaizdas pro mažą skylę. Camera Obscura. Skaidrūs ir neskaidrūs kūnai. Šviesos stiprumas. Švietimo intensingumas. Pagrindinis fotometrijos dėsnis. Rumfordo ir Bunseno fotometrai. Šviesos stiprumo vienetai. Nuožulnus švietimas. Šviesos šaltinio tikras šviesos stiprumas.

Mūsų protas sudaro sau pasaulio vaizdą iš tų įspūdžių, kuriuos jis gauna per jutimo organus. Daugiausia įspūdžių duoda mums akys — matymo organas. Tas faktorius, dėka kurio mes matome įvairius daiktus aplinkoje, vadinasi šviesa. Tik dėka to veiksnio mes gauname įspūdžių iš įvairių erdvės dalių, kurios yra labai toli nuo mūsų. Kiti mūsų jutimo organai reaguoja tik į tokius veiksnius, kurie veikia palyginti iš nedidelių atokumų, taip kad mūsų supratimas apie erdvę ir jos išplitimą būtų labai apribotas, jeigu mes nebūtumėm aprūpinti matymo organu.

Kai kurių galvotojų senovėje manyta, kad iš mūsų akies išeina kaip ir kokia emanacija, kurios pagalba, nelyginant kaip čiupikliais, mes, taip sakant, apčiuopiame daiktus ir matome juos. Bet šita senovės galvotojų nuomonė neišlaiko jokios kritikos, nes patamsy mes nematome. Tiktai apšvietę tą ar kitą erdvės dalį, sakysime, kambarį, mes matome įvairius daiktus. Mes matome visų pirma tokius kūnus, kurie patys šviečia — vadinamus šviečiamuosius, arba šviesius, kūnus. Bet yra ir tokių kūnų, kurie nešviečia — vadinamieji tamsūs kūnai. Tokių kūnų mes nematom, jeigu jie neapšviesti šviečiamojo kūno. Saulė, žvaigždės, liepsna, žvakė bus šviečiamieji kūnai. Žemė, mėnulis, uola, medžiai ir daugybė kitų daiktų yra tai tamsūs kūnai. Naktį mes matome kambary ne tik žibančią žvakę, bet ir kambario sienas ir kitus daiktus, ant kurių krinta nuo žvakės liepsnos šviesa ir, nuo jų atšokusi, pasiekia mūsų akį. Mėnulį naktį mes matome tik dėka to, kad jis saulės nušviestas.

Pabrėšime dar čia, kad mes nematome šviesos, bet matome tik kūnus, iš kurių išeina šviesa. Tasai veiksnys išeina iš šviečiamojo arba apšviesto kūno ir tam tikru būdu veikia mūsų akį, suteikdamas įspūdžių, iš kurių susidaro mumyse tam tikras kūnų vaizdas. Kaip tasai veiksnys, kurį mes vadiname šviesa, veikia mūsų akį, apie tai teks mums kalbėti vėliau.

Šviesa sklinda erdvėje tiesiomis linijomis, vadinamaisiais spinduliais. Visiems, tur būt, yra žinomas vaizdas, kada į tamsų kambarį pro langinės plyšį įspindi saulės šviesa. Žiūrėdami iš šalies mes matome tada nušviestą stulpą, susidedantį iš daugybės nušviestų tiesių linijų. Paprastai nematomos kambario dulkių dalelės darosi matomomis, jeigu tamsiam kambary į jas spindi šviesa pro plyšį ir jeigu žiūrėti į jas iš

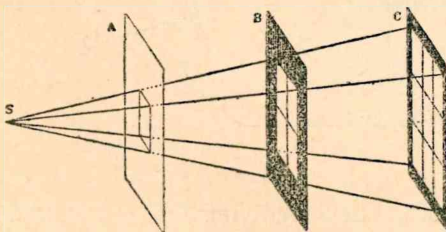
vis labiau ir labiau išplitusius spindulius ir, vadinasi, gausime ekrane taško vaizdus pavidalu vis didesnių ir didesnių dėmių, kurios pagaliau, užeidamos viena ant kitos, duos mums neaiškų objekto vaizdą. Todel, norint gauti didesnis vaizdas paprastai tolinama nuo skylės C užpakalinė dėžės siena. Bet ir čia aiškus vaizdas bus tik didinant v iki tam tikrų ribų. Peržengus tas ribas vaizdas darosi neaiškus. Mažinant skylę aplamai vaizdo aiškumas gerėja. Bet :nes vėliau pamatysime, kad ir skylę galima sumažinti tik iki tam tikro minimumo, kuris kiekvienu atveju pareina nuo didumo v ir u, ir kad peržengus tą minimumą vaizdas darosi neaiškus.

Kad vaizdas čia nepareina nuo skylės formos, jau rodo ir tas žinomas faktas, kad pietų metu miške pro lapų tarpus, kurie yra įvairių įvairiausios formos, susidaro saulės vaizdai ratukų pavidalo.

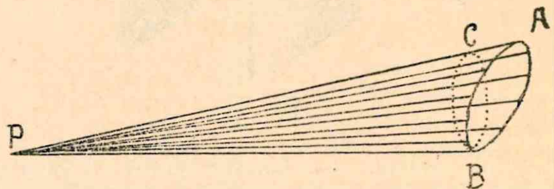
Aišku, kad Camera Obscura galima iš vienos pusės naudotis, norint nupiešti tikras vaizdas (kopija) to ar kito objekto, o iš kitos pusės kaipo fotografijos kamera. Fotografijos, gaunamos Cameros Obscuros pagalba, daug tikriau atvaizduoja objektus kaip fotografijos, gautos paprasta fotografijos kamera. Bet darant fotografiją Cameros Obscuros pagalba reikia eksponuoti žymiai ilgiau del priežasties silpnesnio švietimo.

Mes vėliau pamatysime, kad mūsų akis irgi yra ne kas kita, kaip fotografijos kamera su jautriu šviesos atžvilgiu ekranu, vadinamąja retina.

Šviesos atžvilgiu fiziškus kūnus galima padalinti į dvi grupes. Vieni kūnai praleidžia šviesos spindulius, ir tokie kūnai vadinasi skaidrūs, arba permatomi, kūnai, o kiti kūnai nepraleidžia šviesos spindulių ir vadinasi neskaidrūs, arba nepermatomi, kūnai. Bet reikia turėti galvoj, kad nėra nei absoliučiai skaidrių, nei absoliučiai nepermatomų kūnų, pav., oras, vanduo, stiklas darosi vis mažiau ir mažiau permatomi, kada jų sluogsnių storumas didėja. Antra vertus, labai ploni sluogsniai metalų: aukso, sidabro, vario ir kitų darosi permatomi. Be to, permatomą medžiagą galima padaryti tik vidutiniškai permatoma, padarius tos medžiagos paviršių šiurkštų. Pav., stiklas matiniu paviršium yra vidutiniškai permatomas.



5 pieš.



6 pieš.

Kad galėtume sulyginti skaidrumą arba šviesumą įvairių šviesos šaltinių iš vienos pusės ir švietimo stiprumą arba intensingumą iš kitos pusės, mes kalbame apie visą šviesos srovę iš šviesos taško arba net ir iš šviesos objekto. Pažymėsime tą visos šviesos srovę iš šviesos taško raide F. Iš taško šviesa sklinda spinduliais į visas puses. Taigi per tam tikrą laiką šviesos spinduliai pasieks sferos paviršių, aprašytą stipinu r. Švietimo stiprumu, arba intensingumu, mes vadiname tą šviesos kiekį, kuris puola į ploto vienetą. Taigi pažymėję švietimo stiprumą raide I, mes turėsime: $I = \frac{F}{4\pi r^2}$. Vadinasi, švietimas atvirkščiai proporcingas kvadratui atstumo nuo šviesos šaltinio. Šitas dėsnis tiksliai galioja tik šviesos taškams ir puolant spinduliams statmeniškai į paviršių. Bet jis galioja ir didesniems šviesos objektams, jeigu tų objektų didumas yra mažas sulyginant su atstumu ekrano arba nušviečiamo paviršiaus. Iš 5 piešinio irgi aišku, kad švietimas bus atvirkščiai proporcingas kvadratui atstumo ekrano nuo šviesos taško S. Juo toliau bus pastatytas ekranas, juo didesnį plotą apima tas pats šviesos kiekis arba ta pati šviesos srovė, išeinanti iš šviesos taško S. Iš piešinio aišku, kad nušviesti plotai santykiuos kaip kvadratai jų

atstumų nuo šviesos taško. Kadangi švietimo intensingumai bus atvirkščiai proporcingi tiems plotams, tai aišku, kad švietimo intensingumai bus atvirkščiai proporcingi atstumo kvadratams.

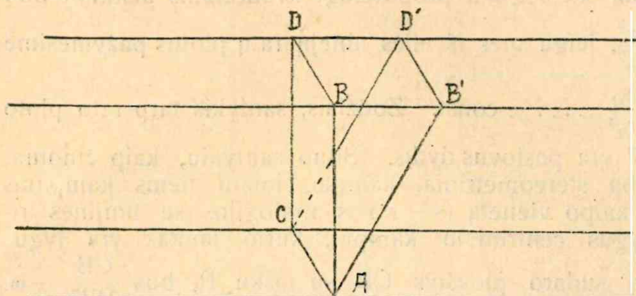
Kada spinduliai iš šviesos versmės puola į paviršių ne statmeniškai, tai mes turime vadinamą nuožulnų švietimą. Kad formuluotum dėsnį, kuris galioja tokiam nuožulniam apšvietimui, pasinaudosime figūra, kurią atvaizduoja 6 piešinys. Iš šviesos taško P į visas puses sklinda spinduliais šviesa. Fiksuosime kūginį spindulių pluoštą CPB ir perkirsime šitą kūgį taške B plokštimis statmeniškai ir nuožulniai kūgio ašies. Gausime ratą CB ir elipsę AB kaipo kūgio pjūvius. Perkirtę šitą kūgį plokštimi statmeniškai į kūgio ašį atstumuose nuo jo viršūnės P, sakysime r_1 ir r_2, mes gausime du ratus, kurių plotai bus tiesioginai proporcingi kvadratams atstumų nuo kūgio viršūnės P. Vadinasi, $\frac{s_1}{s_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$, jeigu mes iš eilės abiejų ratų plotus pažymėsime raidėmis s_1 ir s_2. Iš to išeina $\frac{s_1}{r_1^2} = \frac{s_2}{r_2^2} = \ldots = \text{const.}$ Zodžiais, santykis tarp rato ploto ir kvadrato jo atstumo nuo taško P yra pastovus dydis. Šituo santykiu, kaip žinoma, trigonometrijoje matuojami kieti arba stereometriniai kampai, imant tiems kampanıs matuoti vädinamąjį erdvės radianą kaipo vienetą ($s = r^2$) iš analogijos su linijinės trigonometrijos radianu, kuris yra lygus centriniam kampui, kurio lankas yra lygus stipinui. Taigi kietas kampas, kurį sudaro plokštys CB su tašku P, bus $\frac{CB}{PB^2} = \omega$. Tegu kampas tarp plokščių CB ir BA bus α (aišku, kad šitas kampas α yra lygus kampui, kurį sudaro normales plokštims CB ir AB). Iš trigonometrijos mes žinome, kad plotas $CB = a \cos \alpha$, jeigu mes plotą AB pažymėsime raide a ir jei plotai CB ir AB bus nedideli sulyginant su atstumu PB. Taigi tuo atveju kietas kampas, sudarytas plokšties CB su P, gali būti išreikštas taip: $\omega = \frac{a \cos \alpha}{PB^2} = \frac{a \cos \alpha}{r^2}$, jeigu padėti $PB = r$.

Taigi jeigu per vieną kvadratinį centimetrą ploto CB per tam tikrą laiką pereina šviesos kiekis q, tai per visą tą plotą pereina šviesos kiekis $qa \cos \alpha$. Bet tasai šviesos kiekis pasiekia ir plotą $AB = a$. Taigi ploto AB švietimo intensingumas $I = \frac{qa \cos \alpha}{\alpha} = q \cos \alpha$. Žodžiais, švietimas yra proporcingas cosinui kampo, kurį sudaro nuožulni plokštis AB su statmeniška plokštimi CB. Nesunku įsitikinti, kad šitas kampas yra lygus vadinamajam spindulio kritimo kampui, t. y. kampui, kurį spindulys sudaro su statmeniu plokščiai, pastatytu spindulio kritimo taške.

Pažymėsime visą šviesos srovę iš taško P raide F. Tad $q = \frac{F}{4 \pi r^2}$ ir $q \cos \alpha = \frac{F \cos \alpha}{4 \pi r^2}$. Taigi plokšties AB švietimo intensingumas $I = \frac{F \cos \alpha}{4 \pi r^2}$. Žodžiais, švietimo intensingumas yra proporcingas visai šviesos srovei iš švytimojo taško ir cosinui spindulio kritimo kampo ir atvirkščiai proporcingas kvadratui atstumo apšviečiamo paviršiaus nuo šviesos taško. Tai yra pilnas švietimo dėsnis, kuriuo remiasi šviesos stiprumo ir švietimo stiprumo matavimai.

Pasinaudosime dar 7 piešiniu švietimo cosinus dėsniui išvesti. Sakysime, kad pluoštas lygiagrečių spindulių stačiai krinta į plokšties elementą ACDB (vadinasi, į labai mažą plokštį). Perpjausime dabar šitą spindulių pluoštą plokštimi nuožulniai. Gausime pjūvį stačiakampio ACD_1B_1 pavidalu. Aišku, kad tas pats šviesos kiekis, kuris pereina per plotą ACDB, krinta ir į plotą ACD_1B_1. Plotas ACDB yra lygus $AB \,.\, BD$, o plotas ACD_1B_1 yra lygus $AB_1 \,.\, B_1D_1$. Bet $B_1D_1 = BD$. Vadinasi, plotas $ACD_1B_1 = AB_1 \,.\, BD$, ir santykis tų dviejų plotų yra lygus $\frac{AB \,.\, BD}{AB_1 \,.\, BD} = \frac{AB}{AB_1}$. Bet iš

stačiakampio trikampio ABB_1 eina $AB = AB_1 \cos \vartheta$, jeigu mes kampą tarp dviejų plokščių pažymėsime raide ϑ. Vadinasi, santykis tarp abiejų tų plokščių plotų bus lygus $\frac{AB_1 \cos \alpha}{AB_1} = \cos \alpha$. Taigi jeigu per kiekvieną kvadratinį centimetrą ploto ACDB pereina šviesos kiekis q, tai per visą tą plotą pereina šviesos kiekis $AB_1 \cos \alpha \,.\, BD \,.\, q$. Tas pats šviesos kiekis pereina ir per plotą $ACD_1B_1 = AB_1 \,.\, BD$. Taigi per to ploto vienetą pereina šviesos kiekis $\frac{AB_1 \cos \alpha \,.\, BD \,.\, q}{AB_1 \,.\, BD} = q \cos \alpha$. Vadinasi, šituo atveju apšvietimas proporcingas cosinui kampo, kurį sudaro nuožulni plokštis su statmeniška plokštimi spindulių atžvilgiu. Bet nesunku matyti, kad šitas kampas yra spindulių kritimo kampas į plokštį ACD_1B_1.



7 pieš.

Šituo dėsniu remiasi fotometrija, arba vadinamasai šviesos matavimas—tiksliau kalbant, sulyginimas dviejų šviesos versmių šviesumo arba skaidrumo (lotyniškai luminositas). Sakysime, mes turime šviesos versmę, kuri leidžia, arba skleidžia, šviesos kiekį F. Tad statmeniškam atstume d nuo šitos šviesos versmės švietimas bus $\frac{F}{4 \pi d^2}$, nes šviesa sklinda į visas puses spinduliais ir, vadinasi, visa versmės šviesa atstume d nuo jo nušvies sferos paviršių stipino d. Jeigu šviesos versmės paviršiaus plotas yra lygus a, tad atstume d nuo versmės švietimas nuo jo ploto vieneto bus $\frac{F}{4 \pi d^2 a}$. Dydis $\frac{F}{4 \pi a}$ vadinasi fotometrijoje tikras šviesos šaltinio šviesumas, arba skaidrumas, ir žymimas L. Bet 4π yra čia ne kas kita, kaip kietas arba erdvinis sferinio paviršiaus kampas centre. Taigi žodžiais, šviesos skaidrumas L yra ne kas kita, kaip šviesos kiekis, kurį skleidžia šaltinis nuo savo ploto vieneto per erdvinio kampo vienetą, kitaip sakant, per vieną erdvinį radianą. Šviesos kiekio vienetu mes laikysime tą šviesą, kurią skleidžia švytimasis taškas per erdvinį radianą. Toksai šviesos kiekis vadinasi „lumen".

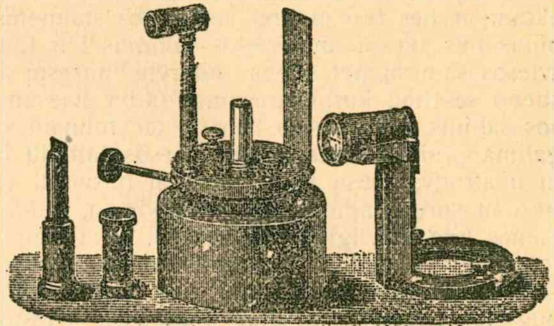
Tegu šviesos šaltinio plotas bus A, o jo skaidrumas L. Tad vieneto ploto nušvietimas atstume d nuo šito šaltinio bus $\frac{LA}{d^2}$. Bet $\frac{A}{d^2} = \omega =$ kietam arba erdviniam kampui, kurį šaltinis sudaro su nušviestu plotu duotoje vietoje. Taigi vieneto ploto nušvietimas yra lygus tikram šviesos šaltinio skaidrumui, padauginus iš erdvinio kampo, išreikšto radianais, kurį sudaro šviesos šaltinis su nušviestu plotu.

Pagaliau nurodysime čia trumpai ir į vartojamus fotometrijoje šviesos standartus. Vokietijoje, pas mus ir Rusijoje dažniausiai vartojama vadinamoji Hefner-Altenecko lempa, kurią atvaizduoja 8 piešinys. Mes čia turime paprastą lemputę, kurioje dega amyl-acetatas (skystimas). Lempos liepsna yra 4 cm. aukštumo ir tam tikro diametro. Tam tikru prietaisu, būtent, didinamuoju stiklu A nustatomas šitas liepsnos aukštis. Tam reikalui į didinamojo stiklo tūtą įdėtas stiklas per pusę matinis, per pusę skaidrus. Sraigtu, kuris matomas iš dešinės pusės, liepsna visuomet nustatoma taip, kad jos viršūnė, žiūrint pro didinamąjį stiklą, siektų bruožą, kuris skiria matinę stiklo pusę nuo skaidriosios pusės.

Šviesos srovė, skleidžiama viename erdvės radiane nuo Hefnerio lempos, vadinasi vienas „Hefner-Lumen". Kadangi sferoje mes turime 4π erdvinius radianus, tai visa šviesos srovė nuo Hefnerio lempos bus 4π hefner-lumen'ų. Praktikoje vienetu švie-

timo priimta vienas hefner-lumen šviesos srovės per plotą vieno kv. metro. Šitas švietimo vienetas praktikoje vadinasi „hefner-lux“ arba hefneris-metras,

Kitas šviesos standartas vartojamas Angluose, Prancūzuose ir kai kur kitur, tai vadinamasai Vernon-Harcourt'o Pentano standartas. Tai yra lempa, kurioje dega mišinys pentano (C_5H_{12}) garų ir oro, suteikiant liepsnai tam tikrą didumą. Vartojamoji tam reikalui lempa yra vadinamoji Steatit lempa (lempa su daugeliu skylių degamajam mišiniui išeiti).



8 pieš.

Elektros kaitinamąją lempą, jeigu ji aprūpinta tinkamai preparuotu anglies siūlu, galima vartoti irgi kaipo šviesos standartą, palaikant nuolatinį voltažą ir nuolatinę srovę matavimo metu. Profesorius Flemingas ima tam reikalui anglies siūlą iš kaitinamosios lempos, kuri veikė jau ilgesnį laiką, ir talpina šitą siūlą didesnėje stiklo kriaušėje. Tokia lempa, palaikant nuolatinį voltažą ir srovę, duoda nuolatinę šviesą ir yra matavimams daug tinkamesnė kaip aukščiau nurodyti du standartai. Reikia tačiau turėti galvoj, kad kaitinamosios lempos skaidrumas pareina nuo anglies siūlo plokšties padėties iš atžvilgio į kryptį, kuria daromi stebėjimai. Pavyzdžiui, mažiausia tokia lempa skleidžia šviesos per savo viršūnę ir daugiausia pusiaujo plokštyje.

Turint galvoj, kad aukščiau nurodytų standartų skaidrumas pareina nuo išorinių aplinkybių, kuriose prisieina darbuotis ir kurios aplamai svyruoja, Tarptautinis elektrotechnikų kongresas Paryžiuje 1889 metais nutarė laikyti šviesos standartu vadinamąją vieną Violle. Tai bus šviesos kiekis arba šviesos srovė, kurią skleidžia 1 cm.^{2} platinos esant tirpimo temperatūrai. Reikia tačiau pasakyti, kad šitas šviesos vienetas nei praktikoje nei fizikos laboratorijose neįsigalėjo iki šiol todel, kad paruošti toksai standartas yra nelengvas dalykas.

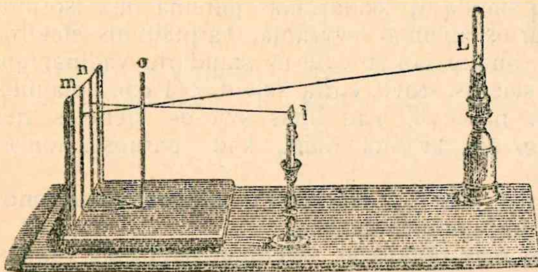
Vartojamoji praktikoje tarptautinė žvakė yra $^1/_{10}$ Harcourt'o lempos skaidrumo. Hefnerio lempos skaidrumas yra lygus 0,9 tarptautinės žvakės.

Viena žvakė-metras yra vienetas, vartojamas praktikoje švietimui išreikšti. Tai yra švietimas nuo žvakės standarto atstume 1 metro (į visas puses). Tinkamas nušvietimas paviršiaus, kad galima būtų skaityti negadinant akių, yra apie 30 žvakių-metrų. Apskaitant tokiais atvejais žvakių-metrų skaičių reikia del to turėti galvoj, kad kambary, sakysime ant knygos, daug šviesos krinta netiesioginai nuo lempos, bet nuo sienų ir nuo lubų. Aplamai galima pasakyti, kad netiesioginai krinta 3—4 sykius šviesos daugiau, kaip tiesioginai. Todel apskaitant priimta skaityti, kad $^1/_5$ šviesos, reikalingos patogiam skaitymui, knyga gaus tiesioginai, o $^4/_5$ netiesioginai, atsimušus nuo sienos ir lubų, jeigu tos sienos ne juodos, bet baltos.

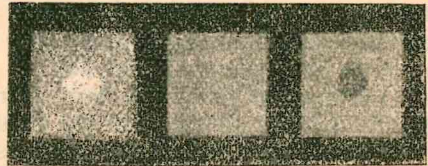
Mūsų akis sugeba pastebėti skirtumą nušvietimo dviejų plotų. Bet remdamies akies įspūdžiais, mes negalime pasakyti, kiek kartų nušvietimas vieno ploto yra smarkesnis kaip kito ploto. Todel sulyginant du šviesos šaltinius skaidrumo atžvilgiu, priimta talpinti juos tokio atstumo nuo ekrano, kad ekrano nušvietimas nuo vieno ir nuo kito šaltinio būtų toks pat, nes mūsų akis itin tiksliai pastebi nušvietimo vienodumą. Paimsime du šviesos šaltinius. Teesie vieno šviesos šaltinio visa šviesos srovė F_1, o kito — F_2, ir teesie atstumo nuo ekrano r_1 ir r_2 nuo abiejų tų šaltinių švietimas bus vienodas. Tad mes turime I (nušvietimas) $= \frac{F_1}{4\pi r^2_1} = \frac{F_2}{4\pi r^2_2}$. Iš to išeina $\frac{F_1}{F_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$. Vadinasi, pasiekus augščiau nurodytą būklę šviesos šaltinių, šviesos kiekiai, arba stiprumai, santykiuos kaip kvadratai jų atstumų nuo ekrano (vadinasi, bus tiesioginai proporcingi kvadratams atstumų nuo ekrano).

Optikos aparatai, kuriais matuojamas šviesos skaidrumas to ar kito šviesos šaltinio (vadinasi, sulyginamas dviejų šviesos šaltinių skaidrumas, paėmus vieną iš tų šaltinių per šviesos vienetą), vadinasi fotometrai. Aprašysime čia du paprasčiausius fotometrus, būtent, Rumfordo ir Bunzeno fotometrus.

9 piešinys atvaizduoja Rumfordo fotometro skiemenį. Mes čia turime baltą ekraną ir ties tuo ekranu ant lentos statmeniškai pastatytą lazdelę arba stiebą. Patalpinus ties ekranu du šviesos šaltinius I ir L taip, kad šviesos linijos, ištiestos nuo tų šviesos šaltinių per stiebą sudarytų mažesnį arba didesnį kampą, ekrane susidaro du stiebo šešėliai, kurių tamsumas (arba šviesumas) aplamai bus nevienodas. Jeigu šviesos šaltinis L stipresnis kaip I, tai tolinant šitą šviesos šaltinį L nuo ekrano visuomet galima pasiekti tokia abiejų šviesos šaltinių būklė ekrano atžvilgiu, kad abudu šešėliai m n atrodys mūsų akiai vienodai nušviesti (arba vienodai tamsūs). Kad galima būtų tiksliau spręsti apie šešėlių vienodumą, reikia patalpinti abudu šviesos šaltinius taip vienas kito atžvilgiu, kad šešėliai būtų kaip galima arčiau vienas nuo kito. Pasiekus tokią būklę, reikia išmatuoti šviesos šaltinių L ir I atstumai nuo ekrano, ir tada tų šaltinių šviesos skaidrumai bus tiesioginai proporcingi kvadratams atstumų, einant augščiau nurodytu dėsniu. Pažymėję šviesos šaltinio L skaidrumą raide I_1, o šviesos šaltinio I skaidrumą raide I, mes tada turėsime $\frac{I_1}{I} = \frac{d_1^2}{d^2}$, jeigu atstumai tų šviesos šaltinių bus d_1 ir d. Iš to išeina $I_1 = I \cdot \frac{d_1^2}{d^2}$. Jeigu šviesos šaltinis I bus šviesos vienetas, sakysime, lygus 1 tarptautinei žvakei, tad mes gausime šviesos šaltinio L skaidrumą, išreikštą tarptautinėmis žvakėmis.



9 pieš.



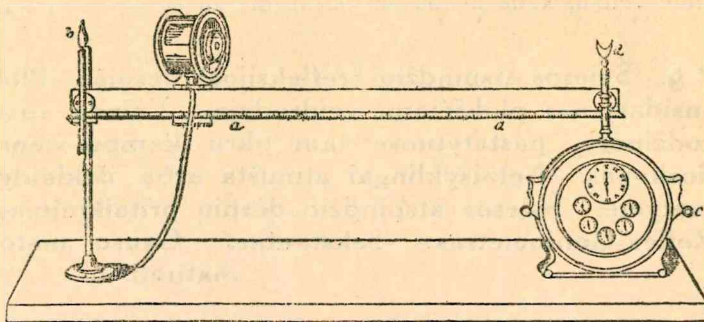
10 pieš.

Pridursime čia dar, kad Rumfordo fotometras, nepaisant konstrukcijos prastumo, duoda gana tikslių rezultatų.

Paimsime popieriaus lapą nedidelio kvadrato pavidalu (arba rato pavidalu) ir padarysime jo vidury taukais, skystu parafinu arba provanso alyva apskritą dėmelę (geriau padaryti šitą dėmelę žvaigždės pavidalo). Įdėsime šitą popieriaus kvadratą į rėmelius ant štatyvo ir pastatysime jį ant skalės. Vienoj pusėj šito popierinio ekrano su taukų dėme patalpinsime šviesos šaltinį, sakysime, žvakę. Žiūrint į tą ekraną iš šviesos šaltinio pusės, dėmelė atrodys tamsesnė kaip popieriaus paviršius, todel kad taukuota dėmelė daugiau praleidžia šviesos spindulių, kaip popieriaus paviršius, kuris daugiau atmuša šviesos spindulių (žiūr. 10 pieš. dešinėj pusėj). O žiūrint į ekraną iš kitos pusės taukų dėmelė atrodys šviesesnė kaip popieriaus paviršius, nes, kaip jau pasakyta, per jį pereis daugiau šviesos kaip per popierių (žiūr. 10 pieš. kairėj pusėj). Patalpinę du šviesos šaltinius, vieną vienoj pusėj tokio ekrano, kitą kitoj pusėj, mes gausime aplamai žiūrėdami iš vienos pusės ekrano tokį vaizdą, kaip parodyta kairėj 10 piešinio pusėj (tai bus tada, kada mes žiūrime, sakysime, iš pryšakio ir kada užpakalinis šviesos šaltinis yra stipresnis kaip šviesos šaltinis, pastatytas iš pryšakio), o žiūrėdami iš kitos pusės ekrano, gausime vaizdą, kaip parodyta 10 piešinio dešinėj pusėj (nes dabar popieriaus paviršius atmuša daugiau šviesos nuo užpakalinio, stipresnio, šviesos šaltinio, kaip pereina per taukų dėmę nuo pastatyto pryšaky šviesos šaltinio). Taigi fiksuo-

jant šviesos šaltinių būklę ant skalės ir artinant ekraną su taukų dėme prie silpnesnio šviesos šaltinio (kitaip sakant, tolinant jį nuo stipresnio šviesos šaltinio), galima pasiekti tokia būklę, kada, žiūrint iš vienos pusės, taukų dėmelė išnyks ir visas popieriaus paviršius atrodys nušviestas mums vienodai, kaip rodo vidurinis vaizdas. Apskaitoma abiejų šviesos šaltinių atstumai nuo ekrano. Bet žiūrint į ekraną iš kitos pusės dažniausiai dėmelė bus dar matoma (šviesesnė arba tamsesnė, kaip popieriaus paviršius). Taigi reikia vėl pastūmėti į vieną ar į kitą pusę, pakol žiūrint į ekraną ir iš kitos pusės taukų dėmelė išnyks. Dabar vėl atskaitomi abiejų šviesos šaltinių atstumai nuo ekrano ir imami aritmetiniai viduriai atstumams kiekvienam šaltiniui, atskaitytiems vienoje ir kitoje ekrano būklėje. Tuo būdu mes gausime tikresnius skaičius atstumams. Paėmus dabar tų atstumų kvadratus jie santykiuos kaip šviesos šaltinių skaidrumai.

Tuo, kas augščiau išdėstyta, remiasi Bunzeno fotometras, kitaip vadinamas taukų dėmelės fotometru. Šitą fotometrą atvaizduoja 11 piešinys. Mes čia turime skalę aa, padalintą į mm. Viename tos skalės gale randasi šviesos šaltinis, paimtas kaipo šviesos vienetas (dažniausiai Hefner - Alteneck'o lempa arba Harcourt'o lempa), o ant kito galo randasi matuojamas šviesos šaltinis d, sakysime, dujų liepsna, elektros lempa, arba kitas koks šviesos šaltinis. Imant dujų liepsną reikia dar žinoti, kiek per minutę arba per valandą tokia liepsna eikvoja dujų. Todel tokiais atvejais dujų lempa sujungta su dujų skaitikliu c, kaip rodo piešinys. Tarp šitų dviejų šviesos šaltinių skalėj randasi cilindrinė dėžutė, kurios užpakalinė siena tamsi, nepermatoma, o iš pryšakio į sieną įdėtas apskritas popieriaus lapelis su stearino dėme. Cilindrinės dėžutės vidury žiba maža liepsnelė (dujų liepsnelė). Pasukus dėžutę ant jos štatyvo taip, kad ekranas (vadinasi, popieriaus lapelis su dėme) būtų atkreiptas į standartą b, ir priartinus ją prie to standarto taip, kad atstumas ant skalės būtų 20 cm., reguliuojama žibanti dėžutėje liepsna taip, kad, žiūrint į popieriaus lapelį, išnyktų stearino dėmė. Dabar pasukus dėžutę taip, kad jos ekranas būtų atkreiptas į matuojamo šviesos šaltinio d pusę, dėžutė artinama prie šito šaltinio patol, pakol žiūrint į ekraną išnyks stearino dėmelė. Atskaičius atstumus ir paėmus jų kvadratų santykį, mes gausime šviesos skaidrumų, šviesos d ir standarto b santykį. Darbui palengvinti labai dažnai Bunzeno fotometro skalė aprūpinama tokiais skaičiais, kad, nustačius dėžutę, galima būtų atskaityti atstumų kvadratus.



11 pieš.

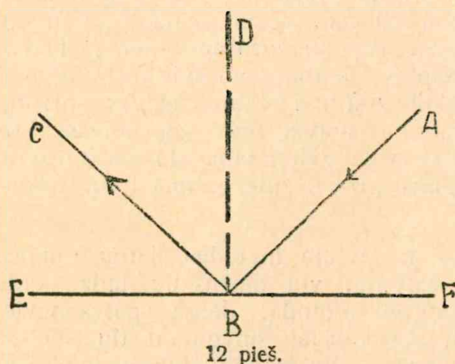
Reikia delto turėti galvoj, kad šitas šviesos matavimo metodas, kuris remiasi išlyginimu ekrano nušvietimu nuo dviejų šviesos šaltinių, yra tikslus tik tada, kada abiejų šviesos šaltinių spalva yra vienoda arba gangreit vienoda. Jeigu spalva nevienoda, tai šviesai matuoti vartojami kiti metodai, dažniausiai sulyginant du šviesos šaltinius jiems mirksint, kas pasiekiama sukant vieną iš šitų šviesos šaltinių taip, kad šviesa, pereidama per tam tikrus tarpus nuo vieno ir nuo kito šaltinio, veikia mūsų akį ne tolydžio, bet pertraukomis. Šituo atveju mes sprendžiame apie nušvietimo vienodumą tada, kada sukant šviesos išteklių greičiau arba lėčiau abudu šviesos šaltiniai liaunasi darę mirksėjimo įspūdį. Šio metodo pagrindan padėtas tas žinomas faktas, kad įspūdis nuo šviesos į mūsų akies retiną neišnyksta tuojau nustojus veikti šviesai, bet tęsiasi dar apie $^1/_{10}$ sekundos. Smulkus šito metodo aprašymas galima rasti specialiuose fotometrijos vadovėliuose arba fizikos praktikos darbų aprašymuose.

Pagaliau atkreipsime dar čia dėmesio ir į tai, kad augščiau nurodyti švietimo dėsniai galioja tiksliai tik švytimiesiems taškams arba nedideliems šviesos šaltiniams. Taigi, norėdami, sakysime, tiksliai spręsti apie elektros kaitinamosios lempos skaidrumą, privalome turėti galvoj, kad matuodami šitą skaidrumą lempos pusiaujo plokštyje ir kitoje kurioje plokštyje, mes gausime skirtingus rezultatus. Tokiu atveju kalbama apie vidutinį gulsčią lempos šviesos skaidrumą matuojant jį lempos gulsčioje pusiaujo plotmėje, sukant lempą šitoje plotmėje kampais 15^0 arba 30^0 ir apskaitant aritmetinį vidutinį iš surastų šviesos stiprumų įvairiose lempos būklėse. Be to, dar tokiais atvejais tenka nustatyti vidutinį sferinį šviesos šaltinio skaidrumą, sukant lempą tam tikrais kampais, sakysime, 15^0 arba 30^0 vertikalinėje plotmėje, nustatant šviesos skaidrumą kiekvienai iš tokių būklių ir apskaitant iš visų tų skaidrumų aritmetinis vidurys. Smulkmenas, liečiančias tokius matavimus, galima rasti vėl specialiuose fotometrijos vadovėliuose arba fizikos praktikos darbų aprašymuose.

Vieną iš geriausių fotometrų, būtent, Brodhun-Lummerio fotometrą, mes aprašysime vėliau, kada arčiau susipažinsime su šviesos atspindžio ir lūžio dėsniais.

2 §. Šviesos atspindžio (refleksijos) dėsniai. Plokščias veidrodis. Vaizdų susidarymas plokščiame veidrodyje. Vaizdų susidarymas dviejuose veidrodžiuose, pastatytuose tam tikru kampu vienas kito atžvilgiu. Kaleidoskopas. Netaisyklingai atmušta arba išsklaidyta šviesa ir jos reikšmė matyme. Šviesos atspindžio dėsnių pritaikinimas matavimo priemonėms. Reflex-Goniometras. Sekstantas. Gauso metodas mažiems kampams matuoti.

Iš prityrimo mes žinome, kad nuo lygaus stiklo paviršiaus, metalo paviršiaus arba vandens paviršiaus šviesa atsimuša. Nedidelės tokių lygių paviršių dalys vadinasi optikoje aplamai veidrodžiai. Kadangi tokie paviršiai gali būti plokšti ir kreivi, tai ir veidrodžiai būna plokšti ir kreivi. Atkreipsime čia dar dėmesio į tai, kad nuo stiklo paviršiaus atsimuša nedaug šviesos, nes stiklas, palyginti, gerai praleidžia šviesą. O nuo metalinio paviršiaus atsimuša daug daugiau šviesos, ir todel geriausiais veidrodžiais bus lygūs metaliniai paviršiai, ypač sidabrinis paviršius, kurį lengvai galima sudaryti ant stiklo plokštelės, redukuojant aldehidu junginius sidabro druskų su amoniaku. O dažniausiai veidrodžiai gaminami iš stiklo, apklojant vieną stiklo plokštelės pusę nepermatoma spalva.



12 pieš.

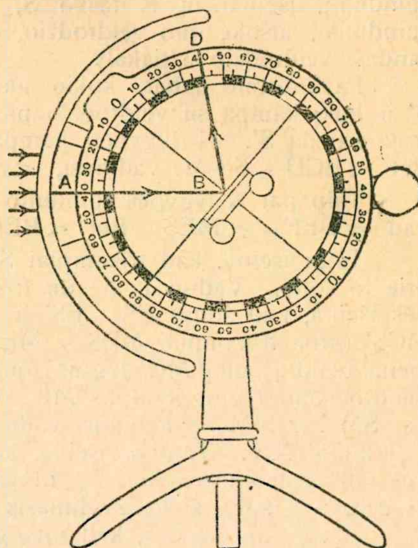
Teesie linija EBF plokščio veidrodžio susikirtimas su popieriaus plokštimi ir tegu iš bet kurio šaltinio krinta į veidrodį spindulys AB (žiūr. 12 pieš.). Ištiesime iš taško B statmenį BD į veidrodį (į liniją EBF). Kampas, kurį sudaro spindulys AB su statmeniu DB, būtent, kampas DBA, vadinasi kritimo kampas. Spindulys AB, atsimušęs nuo veidrodžio, eis kryptimi BC. Taigi BC bus atšokęs spindulys, ir kampas CBD bus atspindžio kampas. Šviesos atspindžiui galioja tie patys dėsniai kaip ir nuožulniam susidūrimui elastingo kieto kūno su kieta siena. Taigi: 1) krintąs spindulys AB, statmuo BD ir atmuštas spindulys ~~CD~~ CB randasi visuomet toje pačioje plotmėje ir 2) kritimo kampas DBA visuomet yra lygus atspindžio kampui DBC.

Jeigu spindulys krinta į veidrodį statmeniškai, tai kritimo kampas bus 0 ir atspindžio kampas bus 0, vadinasi, atšokusis spindulys eis ta pačia statmeniška kryptimi, kaip ir krintamasis spindulys.

Šitie šviesos atspindžio dėsniai nesunku patikrinti paprastais aparatais.

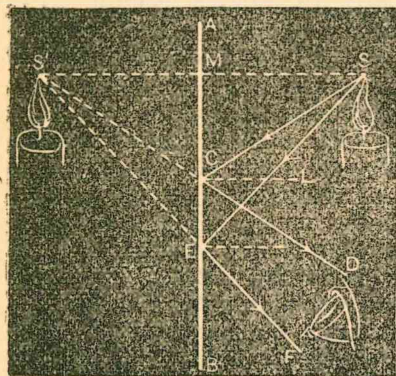
Pabrėšime čia tuoj, kad eksperimento keliu sunku patikrinti pirmąjį šviesos atspindžio dėsnį. Bet, viena, prityrimas mums rodo, kad tas dėsnis neapsilenkia su tikrenybe, antra vertus, nesunku suvokti to dėsnio būtinumas. Iš prityrimo mes žinome, kad kiekvienas spindulys arba šviesos spindulių pluoštas visuomet atšoka lygiagrečių spindulių pluoštu. Vadinasi, atšokusis spindulys neišsiskečia visomis kryptimis. Taigi jeigu atmuštas spindulys nebūtų toje pačioje plotmėje, kurioje randasi krintamasis spindulys ir puolimo statmuo, tai jis būtų vienoj arba kitoj tos plotmės pusėj. Bet simetrijos principas neleidžia mums manyti, kad atšokusis spindulys bus greičiau vienoj kaip kitoj pusėj. Taigi mes ir manome, kad atšokusis spindulys pasilieka krintamojo spindulio ir kritimo statmens plotmėje.

Vėliau mes pamatysime, kad ir aprašyti jau šviesos fenomenai ir visa eilė fenomenų, su kuriais mums teks dar susipažinti, gali buti geriausiai suprantami išeinant iš bangų mokslo dėsnių. Taigi ir šitas bangų mokslas veda prie pirmojo šviesos atspindžio dėsnio kaipo prie būtinumo, kuris puikiausiai dera su visu mūsų prityrimu šviesos fenomenų srityje.



13 pieš.

Antrajam šviesos atspindžio dėsniui patikrinti galima pavartoti aparatas, vadinamas optikos disku (žiūr. 13 piešinys). Čia mes turime ant štatyvo diską statmeniškoje plotmėje, kuris galima sukti apie gulsčią ašį. Pačiam disko centre randasi plokščias veidrodis. Diskas sukasi vidury apskritos grandies, kuri padalinta gradais. Veidrodis aprūpintas dviem alidadom dviejų statmeniškų diametrų pavidalo, iš kurių vienas visuomet sudaro tiesų kampą su veidrodžio plotme. Pastatę, sukdami diską, veidrodį taip, kaip rodo 13 piešinys, ir paleidę į veidrodį pro plyšį A lygiagrečių spindulių pluoštą AB, mes pastebėsime, kad tas pluoštas atsimušęs eina linija BD. Mes galime atskaityti kampą tarp spindulio AB ir alidados OB iš vienos pusės — tai bus kritimo kampas, ir kampą tarp alidados OB ir atspindulio BD — tai bus atspindžio kampas. Ir vienu ir kitu atveju kampas bus lygus 40°. Pasukę diską, mes pasuksime ir veidrodį į kitą būklę. Dabar spindulys AB kris į veidrodį kitu kampu ir atsimuš kitu kampu. Atskaitę tuos kampus, mes rasime, kad jie yra lygūs. Galime atlikti visą eilę tokių tyrimų ir visuomet gausime tą patį rezultatą.



14 pieš.

Šitas optikos diskas bus mums naudingas ir kitiems šviesos dėsniams, ypač šviesos lūžimo dėsniams patikrinti.

Mes žinome iš prityrimo, kad plokščiame veidrodyje susidaro pastatyto prieš jį objekto vaizdas. Remdamies šviesos atspindžio dėsniais pažiūrėsime visų pirma, kaip susidaro šviesos taško vaizdas plokščiame veidrodyje. Teesie linija AB veidrodis (tai bus persikirtimo linija popieriaus plotmės su pastatyta vertikaliai tiesiu kampu popieriaus plotmės atžvilgiu veidrodžio plotme) ir teesie prieš veidrodį dešinėj pusėj pastatyta žvakė (žiūr. 14 pieš.). Seksime eigą šviesos spindulių, išeinančių iš taško S — žvakės viršūnės. Spinduliai iš to taško sklinda į visas puses tiesiomis linijomis. Mes iš tų visų spindulių atkreipsime dėmesio tik į du spindulius SG ir SE.

Spindulio SC kritimo kampas bus SCL. Lygus tam kampui atspindžio kampas bus LCD. Vadinasi, atspindulys SC eis išilgai linijos CD. Taip pat atspindulys SE, kaip rodo piešinys, eis kryptimi EF. Vadinasi, tie du atspinduliai bus prasiskyrę, ir žiūrint jų kryptimi mums atrodys, kad jie išeina iš taško S', kuris randasi kairėj veidrodžio pusėj. Tai ir bus šviesos taško S vaizdas. Realus švytimasis taškas visuomet yra toksai taškas, iš kurio išeina įvairiomis kryptimis šviesos spinduliai arba, kitaip sakant, kuriame susikerta spinduliai. Žiūrint atspindulių CD ir EF kryptimi mums atrodys, kad tie du atspinduliai susikerta taške S'. Bet iš tikrųjų užpakaly veidrodžio jokie spinduliai nesusikerta, nes ten jokių spindulių nėra. Vadinas, vaizdas S' bus ne realus švytimojo taško vaizdas, bet tik menamasis vaizdas. Jeigu mes būtumėm sekę eigą kito porio spindulių, išeinančių iš taško S, tai mes taip pat būtumėm konstatavę, kad ir tie spinduliai, atšokę nuo veidrodžio, eina taip, kad, tarytum, jie išeina iš taško S', kuris randasi veidrodžio užpakaly.

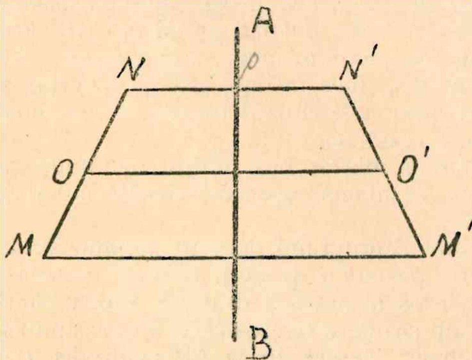
Pažiūrėsime dabar, kokio atstumo nuo veidrodžio jo užpakaly susidaro vaizdas S' ir kokį kampą su veidrodžio plotme sudaro linija SS', jungianti švytimąjį tašką S ir jo vaizdą S'. Iš lygybės kampų SCL ir LCD išeina kampų MCS ir BCD lygybė. Bet $\angle BCD = S'CM$, vadinasi, $\angle S'CM = MCS$. Bet tada ir $\angle ECS' = \angle ECS$.

Taip pat iš lygybės spindulio SE kritimo kampo ir jo atspindžio kampo išeina, kad $\angle BEF = \angle MES$. Bet $\angle BEF = \angle S'EC$. Tad $\angle S'EC = CES$.

Taigi išeina, kad trikampiai SCE ir S'CE turi bendrą šoną EC ir lygius kampus prie to šono. Vadinasi, tie du trikampiai yra lygūs visokiais atžvilgiais. Iš jų lygybės išeina, kad šonas ES = ES' ir kad šonas CS = CS'. Taigi ir trikampiai MCS ir MCS' (arba trikampiai MES ir MES') irgi yra lygūs visokiais atžvilgiais, nes jie turi vieną bendrą šoną MC, lygius šonus CS ir CS' ir, be to, dar tarp tų dviejų šonų ir bendro šono lygius kampus MCS ir MCS'. Iš tų trikampių lygybės išeina, kad kampai SMC ir S'MC yra lygūs, vadinasi, kad jie yra tiesūs kampai ir kad linija MS yra lygi linijai MS'. Taigi ir išeina, kad švytimojo taško S vaizdas plokščiame veidrodyje bus ant statmeniškos linijos, nutiestos iš taško S į veidrodį ir tokiame atstumo veidrodžio užpakaly, kokio švytimasis taškas S randasi iš pryšakio.

Pabrėšime čia dar, kad mes galime matyti vaizdą plokščiame veidrodyje ir aplamai šviesą, atmuštą nuo plokščio veidrodžio, tik žiūrėdami spindulių kryptimi. Žiūrėdami kita kryptimi, mes šviesos nepastebėsime.

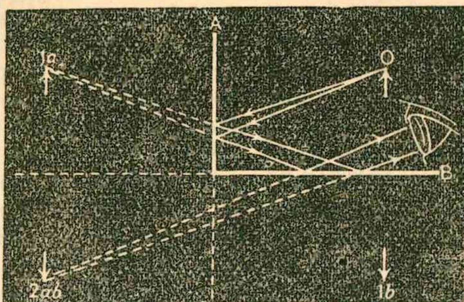
Jeigu reikia geometriškosios konstrukcijos keliu nupiešti ne švytimojo taško vaizdas, bet nušviesto objekto, tai mes galime žiūrėti į objektą kaipo į susidedantį iš daugybės švytimųjų taškų ir konstruoti vaizdą kiekvienam taškui augščiau aprašytu būdu. Tereiškia vėl linija AB plokščią veidrodį, o linija MN nušviestą objektą, pastatytą prieš veidrodį (žiūr. 15 pieš.). Objekto MN taško N vaizdas bus ant linijos, nutiestos iš šito taško statmeniškai veidrodžio tokio pat atstumo veidrodžio užpakaly, kaip taškas N randasi pryšaky. Taigi mes nutiesime liniją NN' statmeniškai veidrodžio ir nuo veidrodžio į užpakalį atidedame ant tos linijos atkarpą PN', lygią atstumui NP šviesos taško N nuo veidrodžio. Taigi N' bus šviesos taško N vaizdas. Tokiu pat būdu mes surandame vaizdą M' kito kraštutinio linijos NM taško, būtent, taško M. Taip pat surandame vidurinio linijos NM taško O vaizdą O' ir bet kurių kitų taškų vaizdus. Jungdami visus tuos taškus - vaizdus, mes gausime linijos MN vaizdą M'N'. Taigi vaizdas plokščiame veidrodyje visiškai simetriškai orientuotas objekto atžvilgiu ir sudarytas iš tokių pat dalių, bet sekančių viena kitą priešingai. Vadinasi, bet kuris kūnas ir jo vaizdas plokščiame veidrodyje, sakysime, žmogus ir jo vaizdas, nesuderinami. Reikia pasukti vaizdą kampu 360°, kad



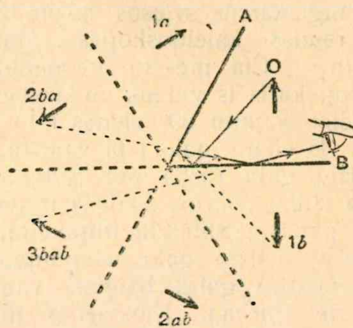
15 pieš.

dalys vaizdo pilnai atitiktų objekto dalims, pavyzdžiui, vaizdas dešinės pirštinės išeina kaip kairioji pirštinė, kurią reikia išversti, kad galima būtų suderinti su objektu.

Paimsime dabar du plokščius veidrodžius, pastatytus tiesiu kampu vienas kito atžvilgiu, ir patalpinsime tarp jų švytimąjį tašką O (žiūr. 16 pieš.). Aišku, kad mes čia turėsime vieną vaizdą veidrodyje A, būtent, vaizdą 1a, ir kitą vaizdą veidrodyje B, būtent, 1b. Bet jeigu mes seksime eigą spindulių, išeinančių iš švytimojo taško O, tai mes lengvai pastebėsime, kad susidarys dar trečias vaizdas, būtent, vaizdas 2ab. Šitas vaizdas, kaip rodo piešinys, susidarys atšokus einantiems iš taško O spinduliams du kartus — vieną kartą nuo veidrodžio A ir antrą kartą nuo veidrodžio B. Taigi čia susidarys trys vaizdai. Kampas 90^0 atsikartoja plotmėje 4 kartus $\left(\frac{360^0}{90^0}=4\right)$. Taigi čia vaizdų skaičius yra lygus 4--1.



16 pieš.

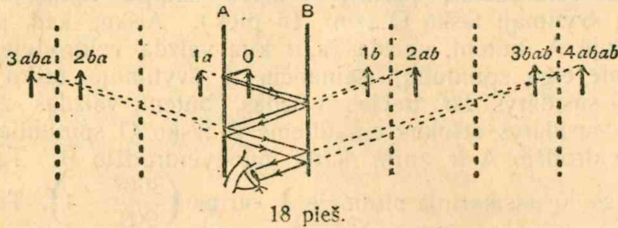


17 pieš.

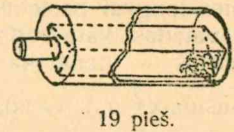
Paimsime dabar du veidrodžius, pastatytus kampu 60^0 vienas kito atžvilgiu (žiūr. 17 pieš.) ir patalpinsime tarp tų veidrodžių švytimąjį tašką O. Visų pirma mes čia turėsime du vaizdus 1a ir 1b veidrodžiuose A ir B. Paskui dar du vaizdus 2ba, atšokus spinduliui, išeinančiam iš O dukart, būtent, nuo veidrodžio B ir dar nuo veidrodžio A, ir 2ab atšokus spinduliams, einantiems iš O iš pradžių nuo veidrodžio A, o paskum nuo veidrodžio B. Pagaliau mes čia turėsime dar penktą vaizdą: 3bab, kuris susidaro atšokus spinduliams, einantiems iš taško O 3 kartus, būtent, pirmą kartą nuo veidrodžio B, antrą kartą nuo veidrodžio A ir trečią kartą dar nuo veidrodžio B. Kaip rodo piešinys, daugiau vaizdų čia negali susidaryti. Taigi turint du plokščius veidrodžius kampu 60^0, skaičius vaizdų bus $\frac{360^0}{60}-1=6-1=5$. Aišku, kad juo mažesnis bus kampas tarp veidrodžių, juo daugiau susidarys vaizdų. Aplamai vaizdų skaičius bus lygus kampų skaičiui, kuris tilpsta plotmėje išeinant iš viršūnės kampo, sudaryto veidrodžiais, kaipo iš centro, ir priskaitant kampą, sudarytą veidrodžiais, minus vienas. Pavyzdžiui, jeigu veidrodžiai sudaro kampą α, tai iš viso kampų bus $\frac{360^0}{\alpha}$, ir vaizdų skaičius bus $\frac{360^0}{\alpha}-1$. O priskaitę prie vaizdų ir patį nušviestą objektą, mes gausime skaičių, lygų kampų skaičiui.

Iš to, kas čia pasakyta, aišku, kad patalpinę švytimąjį tašką arba nušviestą objektą tarp dviejų lygiagrečiai pastatytų veidrodžių, mes gausime be galo daug vaizdų, nes kampas tarp dviejų lygiagrečiai pastatytų veidrodžių yra lygus nuliui. 18 piešinys rodo, kaip susidaro vaizdai nuo švytimojo taško O, patalpinto tarp dviejų lygiagrečių veidrodžių A ir B, ir kad visi tie vaizdai randasi ant tos pačios tiesios linijos, ištiestos statmeniškai veidrodžių. Reikia tik atsiminti, kad antros eilės vaizdai, kaip 2ba ir 2ab, susidaro atšokus sviesos spinduliams du kartus, trečios eilės vaizdai 3aba ir 3bab susidaro atšokus šviesos spinduliams tris kartus ir t. t. Bet kiekvienas šviesos atspindis yra surištas su šviesos spindulio energijos sumažėjimu, ir todel antros eilės vaizdai

bus silpniau nušviesti kaip pirmosios eilės, trečios eilės dar silpniau ir t. t., taip kad pasikartojus spindulių atspindžiui keliolika kartų šviesa tiek silpnėja, jog mes nebegauname šviesos įspūdžio ir nebematome daugiakarčių atspindžiu susidariusių vaizdų.



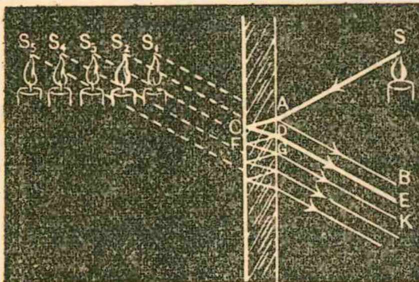
18 pieš.



19 pieš.

Daugiakarčiu šviesos atspindžiu nuo dviejų tam tikru kampu pastatytų veidrodžių remiasi kaleidoskopas — žinomas gražus žaislas, kurio skiemenį atvaizduoja 19 piešinys. Čia mes turime neilgą vamzdį iš kartono (20—30 cm. ilgio ir 3—5 cm. diametro), kuris iš vidaus nudažytas juodais dažais ir į kurį įdėti dažniausiai du plokšti veidrodžiai kampu 60^0 vienas kito atžvilgiu (galima paimti dvi veidrodžio stiklo plokšteles). Iš vieno galo į tą vamzdį įdėta skaidri stiklo plokštelė, kuri priglausta prie veidrodžių galų (arba net prilipdyta prie veidrodžių galų). Ant tos plokštelės į tūtą beriama stiklo įvairios spalvos ir įvairios formos gabalėlių, smėlio, infuzorijų žemės ir kitokių panašių smulkių trupinėlių. Kad tos smulkios dalelės neišbirėtų iš vamzdžio, ant kito vamzdžio galo užmaunamas dangtis, uždarytas dūminojo stiklo plokštele. Kitas vamzdžio galas baigiasi vamzdeliu, kurio skylė uždaryta stiklo plokštele. Pro šitą skylę žiūrima. Kiekvienas trupinėlis tarp stiklo plokštelių AB ir CD, nušviestas šviesos, kuri pereina per dūminojo stiklo plokštelę CD (vadinasi, žiūrint reikia atkreipti kaleidoskopo galą ABDC į šviesą), duoda penkius vaizdus, kurie kartu su trupinėliu sudaro šešiakampę žvaigždę. Kiek trupinėlių, tiek bus ir tokių žvaigždžių, kurios įvairių įvairiausiais būdais kombinuojasi ir sudaro įvairias gražias simetriškas figūras, žerinčias įvairias spalvas. Sukant vamzdį apie jo išilginę ašį, tos simetriškos figūros pavidalas nuolat kinta, taip kad kiekvieną kartą gaunamas naujas vaizdas. Šitas žaislas buvo išrastas 1718 metais Brewsterio.

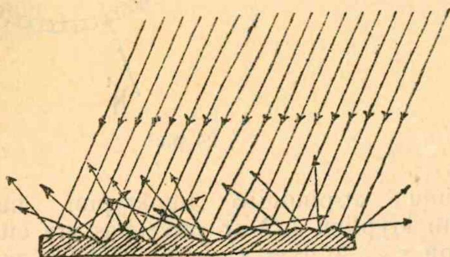
Atkreipsime čia dar dėmesio į ypatumus šviesos atspindžio nuo veidrodžio plokštelės, turėdami galvoj, kad šviesos spinduliai atšoka nuo tokios plokštelės ne tik nuo jos vieno, sakysime, pryšakinio paviršiaus, bet ir nuo antro, užpakalinio paviršiaus, kuris riboja su nepereinamu šviesai sluogsniu. 20 piešinys atvaizduoja tokią veidrodžio plokštelę tam tikro storumo. Taigi šviesos spindulys SA, pasiekęs pryšakinį veidrodžio paviršių, atšoka nuo jo, bet tik maža dalimi. Atšokusi spindulio dalis eina kryptimi AB, taip kad, žiūrėdami išilgai šitos krypties, mes pamatysime pirmąjį, sakysime, žvakės S vaizdą S_1. Tasai pirmasai vaizdas bus labai silpnas. Didžioji spindulio dalis (tiksliai sakant, didžioji šviesos dalis) įsiskverbia į stiklą ir atšoka pasiekus to stiklo užpakalinę ribos plotmę taške C ir atsimušus vėl didžiąja savo dalimi išeina per pryšakinę stiklo plotmę AD ir eina kryptimi DE. Žiūrėdami šita kryptimi, mes pamatysime žvakės S gana šviesų atspindį S_2. Tasai žvakės vaizdas bus visų šviesiausias. Bet sekdami spindulio SACDE eigą, mes konstatuosime, kad maža dalis šviesos atšoka taške D nuo pryšakinės veidrodžio plotmės į užpakalinę ir pasiekus tą užpakalinę plotmę taške F vėl atšoka išilgai FG ir išeina per pryšakinę plotmę į orą, kur eina kryptimi GK, taip kad, žiūrėdami šita kryptimi, mes pastebėsime žvakės S silpną



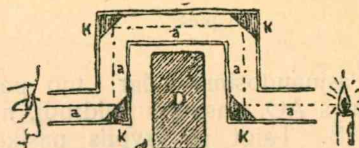
20 pieš.

vaizdą S_3. Piešinys rodo, kad dėka tų kartotinių atspindžių tarp pryšakinės ir užpakalinės vaidrodžių plotmių susidaro visa eilė tokių silpnų vaizdų, iš kurių antrasai vaizdas taškė S_2 yra visų šviesiausias. Šitą vaizdą mes ir laikome žvakės vaizdu veidrodyje, nes kitų del jų silpnumo mes aiškiai nematome. Jie tik būna priežastimi vaizdo neaiškumo, nes del jų vaizdas SD neturi griežtų konturų.

Jeigu įvairių daiktų paviršiai būtų lygūs, tai mes juos matytumėm tik žiūrėdami ta kryptimi, kuria jie atmuša šviesos spindulius. O žiūrėdami kita kryptimi nematytumėm. Mes matome kambario sienas, stalą, įvairius daiktus tik del to, kad tų fiziškų kūnų paviršiai šiurkštūs, ir todel atmuša krintančią į juos šviesą įvairių įvairiausiomis kryptimis, kaip rodo 21 piešinys. Čia paviršiaus šiurkštumas padarytas žymiai padidintu maštabu. Į šitą paviršių krinta pluoštas lygiagrečių spindulių, sakysime, nuo saulės. Kiekvienas iš tų spindulių atšoka eidamas jau mums žinomais atspindžio dėsniais, bet visi tie spinduliai krinta į šiurkštaus paviršiaus dalis įvairiais kampais ir todel, kaip rodo piešinys, atšoka įvairiomis kryptimis. Šviesa, atšokusi tokiu būdu nuo šiurkštaus paviršiaus, vadinasi išblaškyta arba išsklaidyta šviesa, ir tik del tokios šviesos mes galime matyti išorinius objektus įvairiomis kryptimis.



21 pieš.

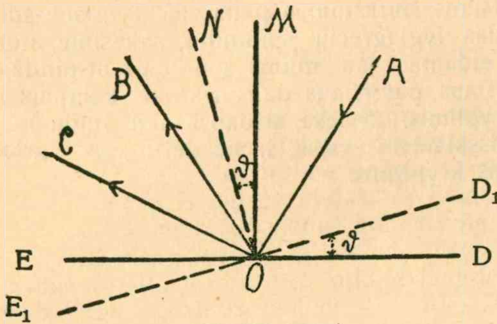


22 pieš.

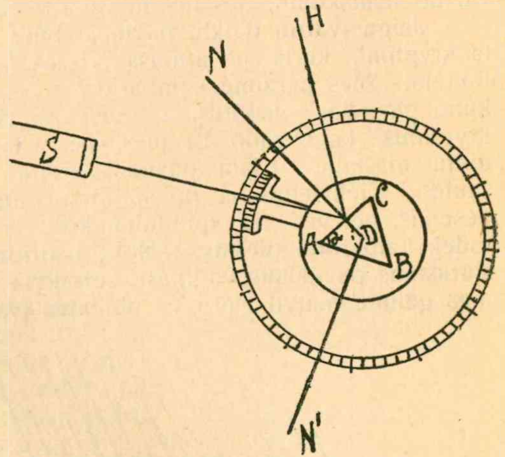
Atkreipsime čia dar dėmesio į tai, kad remiantis šviesos atspindžiu nuo keleto plokščių veidrodžių, galima padirbti paprastą aparatą, kuris įgalina matyti nušviestą objektą tarytum per nepermatomą kūną arba esant tam nušviestam objektui už kampo. Tokio aparato schemą atvaizduoja 22 piešinys. Čia mes turime keturlinką vamzdį, į kurio užlenkimus taip įdėti 4 plokšti veidrodžiai k, kad tie veidrodžiai vienoje ir kitoje vamzdžio šakoje yra lygiagretūs. Tie veidrodžiai, kaip rodo piešinys, sudaro lygiašonių tiesakampių trikampių hipotenūzas. Tokiomis sąlygomis šviesos spindulys, kuris išeina iš žvakės, patalpintos dešinėj aparato pusėj ir eina gulsčia kryptimi, atšoka nuo pirmojo veidrodžio k statmeniškai aukštyn ir puola į antrąjį veidrodį k kampu 45^0, atšoka tuo pačiu kampu ir, vadinasi, eina toliau vėl gulsčiai, krinta į trečią veidrodį vėl kampu 45^0, atšoka vertikališkai žemyn ir, pasiekę ketvirtą veidrodį, atšoka vėl gulsčia kryptimi ir pasiekia akį, parodytą kairėj piešinio pusėj (pabrėšime, kad čia šviesos spindulys visur krinta į veidrodžius kampu 45^0 ir atšoka nuo jų tuo pačiu kampu). Taigi ir išeina, kad akis mato žvakę tiesia linija aa, kad ir randasi tarp akies ir žvakės tamsus kūnas D. Teatrų scenose panašiais aparatais galima sudaryti įvairias iluzijas.

Šviesos atspindžio dėsniais remiasi tikslūs metodai kampų (kampiniams) atstumams matuoti, ir tam vartojama visa eilė optikos aparatų, iš kurių mes aprašysime čia tik keletą. Kai kurių tokių aparatų esencialę dalį sudaro sukamasai veidrodis. Pažiūrėsime, kas darosi šviesos spinduliui, kuris krinta į tokį sukamąjį veidrodį. Teesie O veidrodis, ir į jį krinta spindulys AO (žiūr. 23 pieš.). Normalioji (statmuo) kritimo taške O bus linija OM ir $\angle AOM = i$ bus kritimo kampas. Atspindulys eis kryptimi OB ir $\angle MOB = i$ bus atspindžio kampas. Pasuksime dabar veidrodį mažu kampu ϑ iš būklės DOE į būklę $D_1O_1E_1$, parodytą punktyru. Naujoj veidrodžio būklėj normalioji taške O bus linija ON. Aišku, kad ta normalioji sudaro su normaliąja OM gulsčioje veidrodžio būklėje irgi kampą ϑ. Naujoj veidrodžio būklėj kritimo kampas bus $AON = i + \vartheta$ ir

atspindžio kampas bus $NOC = i + \vartheta$. Pasukus veidrodį kampu ϑ, atspindulis bus pasuktas kampu BOC. Iš piešinio aišku, kad $\sphericalangle BOC = \sphericalangle AOC - \sphericalangle AOB = 2(i + \vartheta) - 2i = 2\vartheta$. Taigi pasukus veidrodį tam tikru kampu, atspindulis bus pasuktas dvigubu kampu.



23 pieš.



24 pieš.

Pasinaudosime dar tuo pačiu piešiniu atspindulio nuokrypiui nustatyti. Spindulys AO, pasiekęs veidrodį, nebegali eiti kryptimi AO ir priverstas yra eiti kryptimi OB. Taigi jo kryptis pasikeitė kampu $\pi - AOB = \pi - 2i$. Todel spindulio nuokrypis, sudarytas atspindžiu nuo plokščio paviršiaus, visuomet yra lygus 180^0 be dvigubo kritimo kampo. Tekrinta dabar, atšokęs nuo pirmos plokštelės ir nukrypęs spindulys, į antrą plokštį kampu i^1. Aišku, kad atšokus antrą kartą nuokrypis bus $\pi - 2i + \pi - 2i^1 = 2\pi - 2(i + i^1)$, su ta tačiau sąlyga, kad atspindulis visą laiką pasilieka toje pačioje plotmėje. Nesunku įsitikinti, kad $i + i^1 = \vartheta$, jeigu ϑ bus kampas, kurį sudaro abi plotmės, nuo kurių atsimuša spindulys. Taigi atšokus dukart, spindulio nuokrypis bus $2\pi - 2\vartheta$, vadinasi, tas nuokrypis bus pastovus dydis, kurs pareina tik nuo kampo tarp dviejų plotmių, nuo kurių atšoka spindulys.

Šviesos atspindžio dėsniais remiasi atspindžio goniometras arba reflex-goniometras, jis fizikoje ir kristalografijoje vartojamas kampui surasti, kurį sudaro dvi to ar kito fiziško kūno plotmės. 24 piešinys atvaizduoja goniometro skiemenį. Jį sudaro diskas, padalintas gradais ir minutėmis ir pastatytas gulsčioje arba vertikalėje plotmėje. Šito disko vidury randasi kitas, žymiai mažesnis, diskas, vadinamas staliuku ir sujungtas su dviem vernierais. Šitas staliukas gali suktis apie vertikalią ašį, jeigu diskas pastatytas gulsčioje plotmėje. Aparatas galima dar aprūpinti kolimatorium S (vamzdis su plyšiu), pro kurį galima atkreipti į tą ar kitą paviršių šviesos spindulį, ir žiūronu H, su kurio pagalba matomas nušviesto plyšio vaizdas (atspindulis). Reikia, pavyzdžiui, išmatuoti trikampės prizmos kampą. Prizma dedama ant staliuko, ant jos šono AC pro kolimatoriaus plyšį paleidžiamas šviesos spindulys, ir žiūronas H nustatomas taip, kad matyti plyšio vaizdas (atspindulis). Pasiekus tokią padėtį abudu vernieriai atskaitomi, ir iš tų atskaitymų imamas aritmetinis vidurys. Dabar staliukas su prizma ir su vernieriais sukamas patol, pakol žiūrone pamatysime toje pačioje vietoje kolimatoriaus plyšio atspindžio nuo kito prizmos šono AB. Aišku, kad mes tokią būklę pasieksime tada, kada normalioji N_1 į šoną AB užims būklę normaliosios N į šoną AC, nes tada kritimo ir atspindžio kampai bus tie patys, kaip buvo šonui AC, ir, vadinasi, krintamasis ir atšokusis spinduliai eis tomis pačiomis kryptimis kaip ir iš pradžios. Pasiekus tokią būklė vėl abudu vernierai atskaitomi ir imamas aritmetinis vidurys. Aišku, kad skirtumas tarp šito ir pirmojo atskaitymų duos mums kampą, kurį sudaro normaliosios N ir N_1 į prizmos šonus AB ir AC. Iš piešinio aišku, kad tasai kampas

bus papildomasai kampas ligi 180^0 matuojamam prizmos kampui α. Taigi prizmos kampas $\alpha = 180 - D$, jeigu mes kampą tarp normaliųjų N ir N_1 pažymėsime raide D.

Tuo pačiu aparatu galima išmatuoti kampas tarp dviejų mažo kristaliuko plotmių prilibdžius šitą kristaliuką prie staliuko ir sekant šviesos spindulio atspindį nuo vieno jo šono ir nuo kito, kaip jau aprašyta prizmai.

Norint išmatuoti kampinį atstumą dangaus kūnų (saulės, žvaigždžių ir t. t.) nuo akiračio vartojamas sekstantas, išrastas Newton'o XVII šimtmetyje. Suradimas tos ar kitos žvaigždės kampinio atstumo nuo akiračio dažnai būna reikalingas jūrose patikrinti geografinei platumai, kurioje randasi garlaivis, nes iš dviejų žvaigždės kulminacijų, nustatant jas sekstantu, galima apskaityti ašigalio augštis akiračio, arba horizonto, atžvilgiu, kuris augštis ir bus geografinė platuma. Bet sekstantas naudingas bendrai visais tokiais atvejais, kada reikia surasti kampinis atstumas tarp dviejų kūnų, sakysime, tarp dviejų bokštų, kurie matosi ant kranto, žiūrint į juos iš garlaivio jūrose. Nustačius šitą kampinį atstumą tarp dviejų bokštų ir turint planą to pajūrio kampelio, kuriame randasi bokštai, iš to plano galima suvokti, koks yra linijinis atstumas tarp abiejų bokštų, ir trigonometrijos pagalba galima apskaityti atstumas bokštų nuo garlaivio jūrose.

E B A C D M G N (a)

25 a pieš.

F B E N₁ A C D N M N G G'

25 b pieš.

25 piešinys atvaizduoja sekstanto skiemenį (a) ir greta šviesos spindulių (b) eigą. Sekstanto pagrindą sudaro sektorius MBN su lanku $MN = 60^0$. Ant sektoriaus šono MB patalpinti lygiagrečiai du plokšti veidrodžiai A ir B, iš kurių A nejudomas, o B gali būti sukamas apie statmenišką ašį. Veidrodis B kietai sujungtas su alidada BG su noniusu jos gale, kuris slenka ties lanku MN, su padalinimais į gradus (vienu žodžiu, sukant alidadą suksis ir veidrodis B). Veidrodis A savo apatinėje pusėje yra paprasta stiklo plokštelė, kuri praleidžia šviesą. Viršutinė gi jo pusė apklota plonu sluogsniu sidabro (apklotas paviršius atkreiptas į veidrodžio B pusę), taip kad šita viršutinė pusė atmuša spindulius, kurie krinta į sidabro sluogsnį iš veidrodžio B pusės. Pagaliau su sektoriaus šonu BN kietai sujungtas žiūronas C. Sekstantas vartojamas taip, kad nuo kokio nors nušviesto objekto arti horizonto (sakysime, nuo žvaigždės arti horizonto) šviesos spindulys D, perėjęs per apatinę veidrodžio A dalį, patenka į žiūroną C (tos šviesos spindulys atvaizduotas čia punktyru). Jeigu veidrodžiai A ir B užima lygiagrečią būklę, tai nuo

to paties objekto krintąs i veidrodį B šviesos spindulys E atšoks nuo jo, kris į pasidabruotą veidrodžio A paviršių ir, atšokęs nuo to paviršiaus, pateks į žiūroną C, taip kad žiūrone C mes pamatysime toje pačioje vietoje nušviestą objektą arti nuo horizonto ir to objekto vaizdą atšokusį nuo veidrodžio B (kadangi nušviestas objektas arti horizonto randasi toli, tai to objekto skleidžiamus spindulius galima laikyti lygiagrečiais, vadinasi, spinduliai D ir E bus lygiagretūs, lygiai kaip ir atšokusis nuo veidrodžio B spindulys, kurio eiga parodyta piešiny stora linija, pateks į žiūroną C lygiagrečiai spindulio E).

Tegu mums reikia surasti kampinis atstumas žvaigždės F nuo akiračio. Gavę augščiau nurodytu būdu vaizdą D nuo kokios nors žvaigždės arti akiračio (arba nuo kokio nors nušviesto objekto) žiūrone C mes sukame alidadą G išilgai lanko MN ir kartu su ja veidrodį B patol, pakol atšokusis nuo veidrodžių B ir A vaizdas žvaigždės F (žiūr. 25 pieš. b) susilies žiūrone C su vaizdu žvaigždės D, kuri randasi arti akiračio. Tam reikalui mums reikės pasukti alidada G ir, vadinasi, veidrodis B kampu β. Kampas $FBE = \alpha$, kurį sudaro šviesos spindulys FB krintąs iš žvaigždės F į veidrodį B su linija EB, kuri eina lygiagrečiai akiračio linijos DC, ir bus kampinis atstumas žvaigždės F nuo akiračio, kaip tai aišku iš piešinio. Kadangi veidrodis A sujungtas nejudomai su sektoriaus šonu MB ir patalpintas ant to šono lygiagrečiai sektoriaus šono BN, tai kampas β, kuriuo pasukta alidada BG, bus lygus kampui EN_1N, kurį sudaro veidrodžių B ir A normaliosios EN_1 ir NN_1. Vadinasi, tas kampas irgi bus β. Antra vertus, kampas N_1NC yra lygus kampui EN_1N, nes linijos EN' ir DC yra lygiagrečios. Bet tas kampas yra atspindžio kampas spinduliui BO. Taigi to spindulio kritimo kampas $BNN_1 = \beta$. Toliau $\angle EBN = \angle FBE = \alpha$, nes tie kampai yra kritimo ir atspindžio kampai krintančiam į veidrodį B iš žvaigždės F spinduliui FB. Kadangi kampas $EBN = \alpha$ yra išorinis kampas trikampiui NBN_1, tai $\alpha = \angle BN_1N + \angle BNN_1 = 2\beta$. Žodžiais, kampinis atstumas žvaigždės F nuo akiračio yra lygus dvigubai paimtam kampui, kuriuo pasukta alidada iš nulio būklės lygiagrečiai sektoriaus šono BN, kad sulietų vaizdus žvaigždės F ir kitos žvaigždės D, kuri randasi arti nuo akiračio.

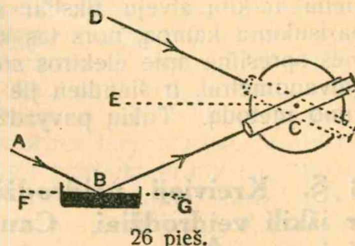
Aplamai, kaip jau mes žinome, pasukus veidrodį tam tikru kampu, atspindulis bus pasuktas dvigubu kampu. Taigi ir iš šito fakto tiesioginai išeina, kad pasukus sekstanto alidadą su veidrodžiu B kampu β, žvaigždės F vaizdas akiračio atžvilgiu bus pasuktas dvigubu kampu, ir todel tos žvaigždės kampinis atstumas nuo akiračio bus $\alpha = 2\beta$. Kadangi neprisieina matuoti su sekstantu didesnių kampinių atokumų kaip 120^0, tai ir imamas lankas, išilgai kurio slankioja alidada, tik 60^0, ir todel aparatas vadinasi sekstantas (lankas čia sudaro $^1/_6$ dalį rato apskritimo).

Didelis patogumas sekstanto yra tas, kad jis galima padirbti tokio didumo, kad vartoti jį turint rankoje ir pagaliau nešioti su savimi kišenėje.

Tokiais atvejais, kada sekstantu prisieina matuoti kampinius atstumus saulės nuo akiračio, ties veidrodžiais B ir A talpinami dar du tamsūs stiklai, kad būtų nuslopinta saulės šviesa tiek, kad ji nepakenktų akims.

Kada negalima surasti nušviestą tašką arti akiračio, prisieina vartoti vadinamąjį dirbtinį akiratį, arba horizontą, remiantis tuo žinomu faktu, kad skysčio paviršius visuomet nusistato statmeniškai veikiančių jį jėgų. Turint platesnį indą su skysčiu tas paviršius bus gulsčias, nes jis nusistato statmeniškai (vertikaliai) veikiančios svorio jėgos. (Jeigu paviršius bus pakankamai didelis, tai tada skysčio paviršiaus įtempimo jėgų veikimas sulyginant su svorio jėga bus toks silpnas, jog neapsireikš menisko pavidalu.) Taigi 26 piešinys atvaizduoja tokį dirbtinį horizontą. Tai yra indas su gyvuoju sidabru, į kurio paviršių krinta spindulys AB nuo nušviesto objekto arba nuo žvaigždės, kuri randasi tam tikro atstumo nuo akiračio. Tasai šviesos spindulys, atšokęs nuo gulsčio gyvojo sidabro paviršiaus, patenka į žiūroną C išilgai linijos BC. Žiūronas C judomai sujungtas su disku, padalintu į gradus, kuris patalpintas vertikalėje plotmėje, taip kad žiūroną C galima sukti toje plotmėje. Nustačius žiūroną taip, kad galima būtų gauti jame žvaigždės A vaizdas, žiūronas sukamas taip, kad galima būtų jame pamatyti vaizdas kitos žvaigždės D, kurios aukštumą nuo akiračio reikia išmatuoti. Aišku, kad spindulys DC iš tos žvaigždės eina lygiagrečiai spindulio AB

iš žvaigždės A, nes abidvi žvaigždės randasi toli nuo stebėtojo. Linija FG nutiesta taip, kad ji liečia gyvojo sidabro paviršių. Tai bus gulsčia linija. Nutiesime iš taško C, apie kurį sukasi žiūronas, liniją CE lygiagrečiai linijos FG. Tada linija EC irgi bus gulsčia linija ir, vadinasi, kampas DCE bus kampinis atstumas žvaigždės D nuo akiračio. Iš 26 piešinio aišku, kad $\angle ABF = \angle CBG$ ir kad $\angle ABF = \angle DCE$ ir kad $\angle CBG = \angle ECB$. Iš to išeina, kad $\angle DCE = \angle ECB$. Vadinasi, ieškomasis mūsų kampas DCE yra lygus pusei kampo DCB, kuriuo teko pasukti žiūronas, kad jame susilietų vaizdai žvaigždžių A ir D.

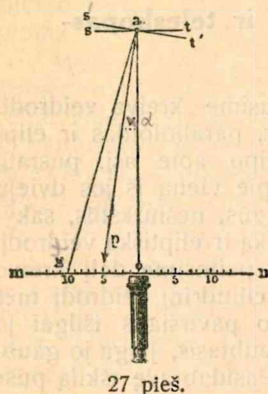


26 pieš.

Aišku, kad vietoj žiūrono, kuris galima sukti ant vertikalio disko, galima pavartoti augščiau nurodytam reikalui ir sekstantas.

Dirbtinis akiratis dažniausiai tenka vartoti sausumoj, nes sausumoj mes neturime to patogumo, kaip jūrose, kurių paviršius yra gulščias. Sausumoj labai sunku surasti tokią vietą, kurios paviršius būtų gulščias.

Pagaliau aprašysime čia dar labai tikslų mažiems kampams matuoti metodą, kuris yra išdirbtas didžio matematiko ir fiziko Gauso, remiantis šviesos atspindžio nuo plokščio veidrodžio dėsniais. 27 piešinys duoda schemą Gauso metodo. Mes čia turime skalę mn su padalinimais, patalpintą lygiagrečiai veidrodžio st. Viršum skalės arba jos apačioje randasi žiūronas, nustatomas tiesiu kampu skalės atžvilgiu. Žiūrint dabar į žiūroną, kurio objektyvas atkreiptas į veidrodį, mes pamatysime jame tą skalės skaičių, nuo kurio šviesos spindulys krinta į veidrodį statmeniškai ir atšokęs statmeniškai patenka į žiūroną. Pastūmus skalę lygiagrečiai veidrodžio (arba žiūroną išilgai skalės) mes nustatome tokią žiūrono, skalės ir veidrodžio būklę, kad matytume žiūrone skalės nulį, nuo kurio šviesa krinta į veidrodį st statmenišku spinduliu oa ir atšoka ta pačia kryptimi. Pasuksime dabar veidrodį nedideliu kampu tat', taip kad veidrodis užimtų naują būklę s't'. Dabar spindulys o a nebebus jau statmeniškas naujai veidrodžio būklei s't'. Dabar tos naujos būklės statmuo bus linija a p. Taigi spindulys o a krinta dabar į veidrodį kampu $o\,a\,p = \alpha$, nes, kas aišku iš piešinio, tie du kampai sudaryti atitinkamai statmeniškomis linijomis. Taigi spindulys oa, krintąs į veidrodį kampu α, atšoks nuo jo tokiu pat kampu α, ir atspindulis a x nušvies dabar kitą skalės padalinimą ir atitinkantį tam padalinimui skaičių n. Kadangi spindulių eiga, atsimušant jiems nuo plokščio veidrodžio, yra apverčiamasis fenomenas, tai, eidami nuo skaičiaus n spinduliu x a, mes pateksime išilgai spindulio a o į žiūroną. Vadinasi, pasisukus veidrodžiui į naują būklę s't', mes pamatysime žiūrone nebe skalės nulį, bet kitą skalės skaičių n. Išmatuosime statmenišką atstumą a o nuo skalės vidurio ligi veidrodžio vidurio ir pažymėsime šitą atstumą raide A. Iš 27 piešinio aišku, kad dalis skalės nuo jos vidurio iki skaičiaus n ir krintamasis spindulys ir atspindulis sudaro čia tiesiakampį trikampį x o a. Taigi katetas $x\,o = o\,a\,tg\,x\,a\,o$, arba $n = A\ tg\ 2\alpha$, nes $x\,o = n$, $o\,a = A$ ir $\angle x\,a\,o = 2\,\alpha$.



27 pieš.

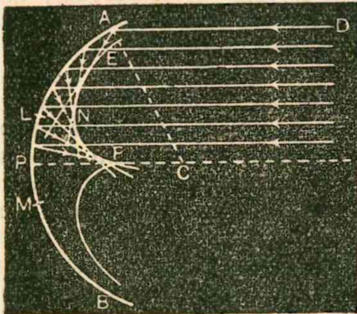
Taigi $tg\ 2\alpha = \frac{n}{A}$, arba kada veidrodžio pasukimo kampas yra mažas, $tg\,\alpha = \frac{n}{2A}$.
Taigi žinodami skalės atstumą nuo veidrodžio ir atskaitę skalės padalinimą, kuris matomas žiūrone pasisukus tam tikru kampu veidrodžiui, mes galime apskaityti šitą kampą.

Aprašytas čia mažų kampų matavimo metodas yra labai plačiai taikomas fizikoje. Pav., sujungus su precizijos svarstyklių naščiais plokščią veidrodį galima sekti pagalba skalės su žiūronu naščių svyravimai ir registruoti jų kampiniai nuokrypiai. Galima mažutį ir lengvutį veidrodį sujungti su plona viela, ant kurios kaba magnetas,

patalpintas solenoide, arba sujungti tokį veidrodį su viela, ant kurios kaba rėmeliai, apvynioti dideliu izoliuotos plonos vielos vingių skaičiumi ir patalpinti tarp dviejų stipraus magneto polių. Leidžiant elektros srovę per solenoidą vienu atveju pasisuks magnetas tam tikru kampu savo pirmutinės būklės atžvilgiu, o kitu atveju pasisuks rėmeliai su izoliuotos vielos vingiais tam tikru kampu, jeigu mes per rėmelių vingius leisime elektros srovę. Pagalba skalės su žiūronu, kuris atkreiptas į veidrodį, mes vienu ir kitų atveju tiksliai surasime veidrodėlio ir, vadinasi, magneto arba rėmelių pasisukimų kampą, nors tas kampas būtų ir labai mažas. O jau iš to kampo didumo mes spręsime apie elektros srovės stiprumą. Panašūs aparatai srovei matuoti vadinasi galvanometrai, ir šiandien jie visi vartojami pritaikant jiems Gauso mažų kampų matavimo metodą. Tokių pavyzdžių mes rasime fizikoje labai daug.

3 §. Kreivieji veidrodžiai: sferiški, paraboliški ir eliptiški. Gaubti ir iškili veidrodžiai. Caustica (kaustika). Sferinė aberacija ir jos pašalinimas. Šviesos atspindis nuo gaubto sferiško veidrodžio ir tokio veidrodžio formula, kuri duoda santykius šviesos taško atstumo nuo veidrodžio, vaizdo atstumo ir veidrodžio stipino. Iškilo veidrodžio formula. Sujungtieji, arba harmoningieji, taškai. Geometriška vaizdo konstrukcija gaubtame ir iškilame veidrodyje. Gaubto veidrodžio padidinimas. Gaubto veidrodžio prietaikos: prožektorius, laringoskopas ir teleskopas-reflektorius.

Išpjovę bet kurio lygaus kreivo paviršiaus dalį, mes gausime kreivą veidrodį. Paprastus kreivus paviršius turi geometriški kūnai, kaip rutulys, paraboloidas ir elipsoidas. Pirmasai tų kūnų susidaro sukant apie diametrą, kaipo apie ašį, pusratį, antrasai — parabolą apie ašį ir trečiasai sukant elipsės pusę apie vieną iš jos dviejų diametrų. Taigi šitų kūnų paviršių dalys, jeigu jų paviršiai lygūs, nešiurkštūs, sakysime, gražiai pasidabruoti, ir sudaro vadinamus sferišką, parabolišką ir eliptišką veidrodį. Gali būti kreivi veidrodžiai dar ir kitokios rūšies, jeigu mes paimsime dalį kreivo paviršiaus kokio nors kito geometriško kūno. Taip, pavyzdžiui, cilindrinį veidrodį mes gausime išpjovę dalį cilindro paviršiaus išilgai jo ašies. Kreivas veidrodis bus gaubtasis, jeigu jo gaubtas paviršius pasidabruotas. Pasidabravę iškilą pusę gausime iškilą veidrodį.



28 pieš.

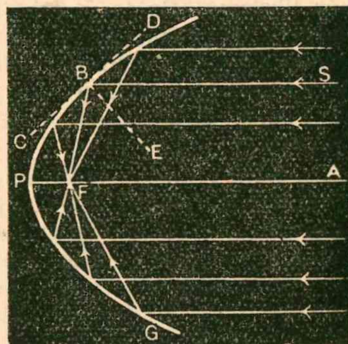
Paimsime dabar sferišką veidrodį ir pažiūrėsime, kas bus paleidus į jį šviesos spindulius nuo saulės arba aplamai nuo pakankamai tolimo šviesos šaltinio, kitaip sakant, paleidus i jį lygiagrečius spindulius. 28 piešinys atvaizduoja tokių spindulių eigą prieš pasiekiant veidrodį ir atšokus nuo veidrodžio. Cia APB reiškia sferišką veidrodį, tiksliau sakant, sferiško veidrodžio pjūvį popieriaus plotme. Taškas C yra sferiško veidrodžio centras (sferos centras, kurios dalį sudaro segmentas APB). Veidrodžio vidurys P vadinasi jo ašigalis, arba polis. Tiesi linija, nutiesta per taškus P ir C (vadinasi, per ašigalį ir centrą), vadinasi veidrodžio pagrindinė (didžioji) ašis. Visi šviesos spinduliai, pasiekę tokį sferišką gaubtą veidrodį, atšoka nuo jo, eidami jau mums žinomais šviesos atspindžio dėsniais, kurie galioja plokščiam veidrodžiui. Ir sferiškame veidrodyje, kaip ir plokščiame, kritimo kampas bus kampas, sudarytas spindulio linijos ir normaliosios (statmens), nutiestos veidrodžio spindulio kritimo taške. Taip, kritimo kampas spindulio AD bus kampas CAD, nes CA yra veidrodžio stipinas, nutiestas iš centro į tašką A, ir tasai stipinas, kaip mes žinome iš geometrijos, yra normalioji veid-

rodžiui taške A. Taip pat kaip kitas stipinas bus normalioji tam pačiam veidrodžiui, tik kitam taške. Vadinasi, spindulys AD, pasiekęs veidrodį taške A, atšoks nuo jo tokiu pat kampu. Taigi atšokęs eis išilgai linijos AR. Kitas spindulys D_1A_1 atšokęs eis išilgai linijos A_1R_1, dar kitas spindulys išilgai linijos A_2R_2 ir t. t., surandant eigą atmuštų spindulių augščiau nurodytu būdu: jungiant veidrodžio centrą su spindulių kritimo taškais ir tiesiant iš tų kritimo taškų linijas, sudarančias su stipinais (normaliosiomis) kampus, lygius kritimo kampams. Jungiant iš eilės susikirtimo taškus visų atspindulių, mes gausime laužtą liniją ENF, kuri esant daugybei spindulių ir, vadinasi, esant daugybei susikirtimo taškų tarp tų spindulių virsta kreivąja linija, kuri liečia visus tuos spindulius. Išilgai tos kreivos linijos ypatingai skaidrus bus šviesos atspindis gautame sferiškame veidrodyje. Šita linija vadinasi sferiško veidrodžio caustica (kaustika). Aišku, kad iš kitos pusės veidrodžio didžiosios ašies bus toki pat kaustika. Šitą kaustiką galima matyti žiūrint į puodelį su arbata, jeigu į arbatą krinta spinduliai nuo lempos. Tada puodelyje mes matome skaidriai šviesią kreivą liniją, kuri yra ne kas kita, kaip šviesos spindulių atspindis nuo puodelio kreivo paviršiaus. Kaustikos dalys arčiau nuo veidrodžio ašies yra šviesesnės, nekaip arčiau nuo veidrodžio krantų. Ypatingai šviesi atspindžio vieta bus ten, kur abidvi kaustikos sueina, vadinasi, taške F ant veidrodžio ašies. Todel šitas taškas vadinasi veidrodžio židinys, arba fokas. Taigi išeina, kad spinduliai, kurie pasiekia veidrodį išeidami iš švytimojo taško, atšokę nuo veidrodžio nesueina viename taške. Vadinasi, švytimasis taškas tokiame sferiškame veidrodyje virsta šviesia dėmele, ir todel tokiam veidrody negalima gauti aiškaus objekto vaizdo — išeina vaizdas be aiškių kontūrų. Tai yra sferiško veidrodžio yda, žinoma fizikoje kaipo sferinė aberacija.

Mes jau matėme, kad išorinės kaustikų dalys tamsesnės kaip centrinės. Tos išorinės dalys susidaro nuo atspindžio tokių spindulių, kurie krinta toliau nuo veidrodžio vidurio ir arčiau nuo veidrodžio krantų (tarp A ir L ir M ir B). Jeigu pašalintų tas veidrodžio dalis, tai pasiliks tik siaura vidurinė veidrodžio dalis ML, ir spinduliai, kurie krinta į tą vidurinę dalį, atšokę sueina nedidelėje dėmelėje apie tašką F, kuri dėmelė gan greit yra taškas. Taigi tokiu būdu galima maždaug pašalinti sferinė aberacija, vartojant nedidelį veidrodį ML, kuris sudaro centrinę dalį didesnio veidrodžio AB.

Galima pastatyti prieš veidrodį vadinamąją diafragmą arba ekraną su apskrita skyle, taip kad būtų sulaikomi visi spinduliai, kurie eina toliau nuo veidrodžio ašies, ir paleidžiami į veidrodį tik tokie spinduliai, kurie eina netoli nuo ašies. Tada mes irgi nušviesime tik centrinę veidrodžio dalį, ir atšokę nuo jos spinduliai sueis gangreit viename taške. Jeigu tie spinduliai lygiagretūs, tai jie sueis veidrodžio foke F. Taigi ir diafragmos pagalba sferinė aberacija bus pašalinta. Mes gausime vaizdus aiškiais konturais, bet jie bus silpnai nušviesti, nes diafragma sulaiko žymią dalį spindulių.

Parabolįškas ir eliptiškas veidrodžiai neturi pažymėtos čia ydos, ir todel visais tais atvejais, kur norima gauti šviesūs aiškūs vaizdai, nevartojant diafragmos, imami tokie veidrodžiai.

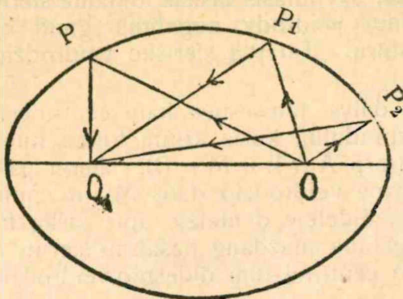


29 pieš.

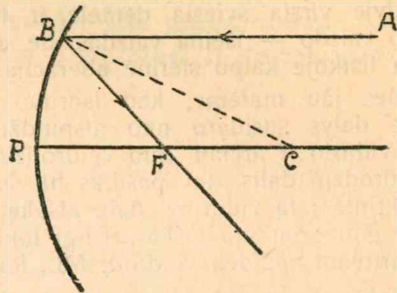
29 piešinys rodo, kaip atsimuša nuo parabolįško veidrodžio lygiagretūs spinduliai, kurie jį pasiekia išeidami iš saulės arba aplamai iš tolimo švytimojo taško. Parabola simetriškai orientuota tiesios linijos PA atžvilgiu, kuri vadinasi parabolos ašis (tai ir bus parabolįško veidrodžio pagrindinė ašis). Ant tos ašies randasi taškas F, charakteringas parabolai, kurio padėtis apibrėžiama šiuo parabolos savumu: jeigu mes paimsime bet kurį tašką B ant parobolos ir sujungsime šitą tašką tiesia linija su tašku F, nutiesime tame taške B liečiamąją liniją CD parabolai ir pagaliau nutiesime iš taško B tiesią liniją BS, lygiagrečią parabolos ašiai AP, tai kampai, kuriuos sudaro linijos BF

ir BS su liečiamąja linija CBD, yra lygūs. Vadinasi, $\sphericalangle CBF = \sphericalangle DBS$. Iš to išeina, kad $\sphericalangle SBE = \sphericalangle FBE$. Bet SBE yra kritimo kampas spindulio BS, ir FBE yra atspindžio kampas tam spinduliui. Taigi spindulys BS, atšokęs išilgai linijos BF, perkerta parabolos ašį PA (pagrindinė paraboliško veidrodžio ašį) taške F. Bet kas čia pasakyta kai del santykių tarp parabolos taško B, jo atstumo nuo parabolos židinio F ir linijos BS, galioja bet kuriam parabolos taškui ir bet kuriai kitai linijai, nutiestai iš to taško lygiagrečiai parabolos ašies. Vadinasi, visi spinduliai, kurie eina lygiagrečiai parabolos ašies, atšokę nuo gaubto paraboliško veidrodžio sueina vienam taške F, kuris vadinasi paraboliško veidrodžio židinys, arba fokas. Kadangi eiga krintamojo ir atspindulio yra atverčiamas fenomenas, tai patalpinus šviesos tašką paraboliško veidrodžio židiny, atsimušę nuo veidrodžio spinduliai eis lygiagretėmis linijomis, kas aišku iš 29 piešinio. Taigi vartodami parabolišką veidrodį, mes visuomet gausime gerai nušviestus aiškiais konturais vaizdus.

30 piešinys atvaizduoja elipsę. Sukdami ją apie, sakysime, ilgesni diametrą, mes gausime elipsoidą. Elipsė charakterizuojama dviejų taškų O_1 ir O, kurių atstumų suma nuo bet kurio elipsės taško O_1 yra tas pats dydis. Taigi $O_1P + PO = O_1P_1 + P_1O = O_1P_2 + P_2O = \ldots$ Šitie taškai O_1 ir O vadinasi elipsės židiniai, arba fokai. Patalpinus šviesos tašką, sakysime, taške O, visi spinduliai, išėję iš to taško ir atšokę nuo gaubto eliptiško paviršiaus, sueis taške O_1, ir atbulai. Taigi ir vartodami eliptišką veidrodį



30 pieš.



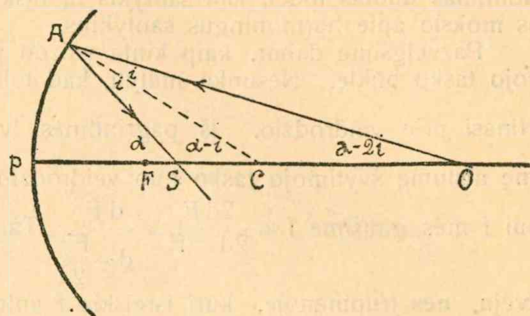
31 pieš.

mes galime suvesti atspindulius viename taške ir gauti aiškų to taško vaizdą, jeigu mes švytimąjį tašką patalpinsime viename iš eliptiško veidrodžio židinių. Bet reikia pasakyti, kad ne taip lengva pagaminti geri paraboliški arba eliptiški veidrodžiai optikos tikslams. Be to, paraboliški veidrodžiai suveda į vieną tašką tik lygiagrečius spindulius. Todel praktikoje vis delto prisieina dažniausiai vartoti sferiškus veidrodžius, imant, palyginti, nedidelę dalį sferiško paviršiaus kaipo veidrodį, norint pašalinti išorines kaustikų dalis ir gavus tik tų kaustikų susikirtimą veidrodžio foke. Tokiomis sąlygomis jeigu visiškai ir nebus pašalinta sferinė veidrodžio aberacija, tai ji bus sumažinta iki minimumo.

Tegu į tokį sferišką veidrodį krinta spindulys AB (31 pieš.) lygiagrečiai pagrindinei veidrodžio ašiai PC. Kadangi tas spindulys yra arti nuo veidrodžio vidurio arba ašigalio P, tai jis atšokęs, kaip jau mes matėme, eis per veidrodžio židinį F. Linija $CB = r$ veidrodžio stipinas (nes C yra veidrodžio kreivumo centras) yra normalioji veidrodžio paviršiui taške B. Taigi ABC bus kritimo kampas ir CBF bus atspindžio kampas. Vadinasi, $\sphericalangle ABC = \sphericalangle CBF$. Bet linijos BA ir PC yra lygiagrečios, ir todel $\sphericalangle BCF = \sphericalangle ABC$ arba $\sphericalangle BCF = \sphericalangle CBF$. Taigi išeina, kad trikampis CFB yra lygiašonis. Vadinasi, $BF = FC$. Bet kadangi taškas B yra arti nuo veidrodžio ašigalio P, tai mes galime priimti, darydami labai mažą klaidą, kad $BF = PF = FC$. Iš to išeina, kad $PF = FC = \frac{PC}{2} = \frac{r}{2}$. Žodžiais, atstumas sferiško veidrodžio židinio nuo jo vidurio yra lygus veidrodžio stipino pusei, arba sferiško veidrodžio stipinas $r = 2F$, jeigu mes foko atstumą nuo veidrodžio pažymėsime raide F.

Nesunku, turint sferišką veidrodį, surasti jo foko būklę, atkreipus veidrodį į saulę. Lygiagretūs saulės spinduliai, atšokę nuo veidrodžio, sueina gangreit foke. Taigi paėmę popieriaus lapelį, mes galime surasti, kurio atstumo nuo veidrodžio popieriuje susidaro šviesiausioji dėmelė. Tai ir bus veidrodžio fokas. Popierius šitoje vietoje gali net užsidegti, nes ten, kur sueina saulės spinduliai, bus ir smarkiausias tų spindulių šilimos veikimas.

Patalpinsime dabar švytimąjį tašką taške O (32 pieš.) ant sferiško veidrodžio pagrindinės ašies ir pažiūrėsime, kur bus to švytimojo taško vaizdas. Iš taško į visas puses tiesiomis linijomis sklinda spinduliai. Iš tų spindulių mes seksime eigą spindulio OA, kuris pasiekia veidrodį taške A. Sujungus veidrodžio kreivumo centrą C su tašku A linija CA bus normalioji veidrodžiui taške A, nes tai bus veidrodžio stipinas. Vadinas, $\angle OAC = \angle CAS = i$, einant šviesos atspindžio dėsniais. Taške S susikerta atšokę nuo veidrodžio du spinduliai, kurie išeina iš švytimojo taško O, būtent, spindulys OA, atšokęs nuo veidrodžio išilgai AS, susikerta su spinduliu OP, kuris, atšokęs nuo veidrodžio, slenka ta pačia linija, nes jis krinta į veidrodį statmeniškai. Taigi taškas S bus taško o vaizdas. Tasai vaizdas bus realus, nes taške S iš tikrųjų susikerta du šviesos spinduliai (vadinasi, iš to taško iš tikrųjų išeina spinduliai).



32 pieš.

Pažymėsime kampą, kurį sudaro spindulys AS su veidrodžio pagrindine ašimi PO, būtent, kampą ASP, raide α. Tad kampas AOP bus lygus $\alpha - 2i$ ir kampas ACP bus lygus $\alpha - i$. Išreiškę kampą ACP radianais, mes turėsime: $\frac{AP}{PC} = \frac{AP}{r}$ (1). Turėdami galvoj, kad visi spinduliai čia krinta į veidrodį arti nuo jo vidurio (32 piešiny visa kas parodyta padidintu maštabu) ir, vadinasi, sudaro su pagrindine veidrodžio ašimi mažus kampus, mes galime išreikšti ir kitus kampus radianais, paėmę jiems tą patį lanką AP. Klaida, kurią mes tokiu būdu padarysime, bus labai maža. Vadinas, mes tada turėsime: $\alpha = \frac{AP}{PS} = \frac{AP}{f}$ (2), jeigu mes atstumą PS vaizdo nuo veidrodžio pažymėsime raide f; toliau mes turėsime: $\alpha - 2i = \frac{AP}{PO} = \frac{AP}{d}$ (3), jeigu mes atstumą PO švytimojo taško nuo veidrodžio pažymėsime raide d. Sudėję (2) ir (3) lygtis mes gausime: $2\alpha - 2i = 2(\alpha - i) = \frac{AP}{f} + \frac{AP}{d}$. Bet iš (1) lygties išeina $\alpha - i = \frac{AP}{r}$, arba $2(\alpha - i) = \frac{2\,AP}{r}$. Vadinasi, $\frac{AP}{f} + \frac{AP}{d} = \frac{2\,AP}{r}$, arba $\frac{1}{f} + \frac{1}{d} = \frac{2}{r}$. Tai bus pagrindinė gaubto sferiško veidrodžio lygtis, kuri nustato santykius trims dydžiams: švytimojo taško atstumui nuo veidrodžio d, vaizdo atstumui nuo veidrodžio f ir veidrodžio kreivumo stipinui r. Turint galvoj, kad sferiško gaubto veidrodžio židinys, arba fokas, $F = \frac{r}{2}$, kaip jau anksčiau parodyta, pagrindinei gaubto sferiško veidrodžio lygčiai galima suteikti ir tokią formą: $\frac{1}{f} + \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$. Imant du iš tų trijų dydžių galima surasti tretysis, pavyzdžiui, žinant veidrodžio foką ir švytimojo taško atstumą nuo veidrodžio galima iš anksto pasakyti, kokio atstumo nuo veidrodžio bus šviesos taško vaizdas. Iš to, kad eiga krintančių ir atšokusių spindulių yra atverčiamasis fenomenas, išeina, kad patalpinę švytimąjį tašką taške S, vadinasi, atstumo f nuo veidrodžio, mes gausime jo

vaizdą taške O, vadinasi, atstumo per d nuo veidrodžio, kaip tai išeina ir iš duotosios veidrodžio pagrindinės lygties, kurioje d ir f galima pakeisti vietomis, nepadarant tuo pakeitimu jokių atmainų lygtyje. Taigi švytimasis taškas ir jo vaizdas gaubtame veidrodyje vadinasi sujungti taškai arba harmoniški taškai. Paskutinis pavadinimas duotas todel, kad santykis tų taškų ir veidrodžio centro išeina iš geometrijos mokslo apie harmoningus santykius.

Pažvelgsime dabar, kaip kinta vaizdo pabūklė veidrodžio atžvilgiu keičiant švytimojo taško būklę. Nesunku matyti, kad tolinant šviesos tašką nuo veidrodžio, vaizdas artinasi prie veidrodžio. Iš pagrindinės lygties išeina $\frac{1}{f} = \frac{d-F}{dF}$, arba $f = \frac{dF}{d-F}$. Paėmę atstumą švytimojo taško nuo veidrodžio dukart didesnį, būtent, 2d, vaizdo atstumui f mes gausime $f = \frac{2dF}{2d-F} = \frac{dF}{d-\frac{F}{2}}$. Taigi tuo atveju f bus mažesnis kaip pirmuoju atveju, nes trupmenoje, kuri išreiškia f antruoju atveju, vardiklis bus didesnis (būtent, $d - \frac{F}{2}$, vietoj $d - F$). Kadangi skaitiklis pasilieka tas pats, tai aišku, kad antruoju atveju trupmena bus mažesnė. Vadinasi, f bus mažesnis, ir vaizdas bus arčiau veidrodžio.

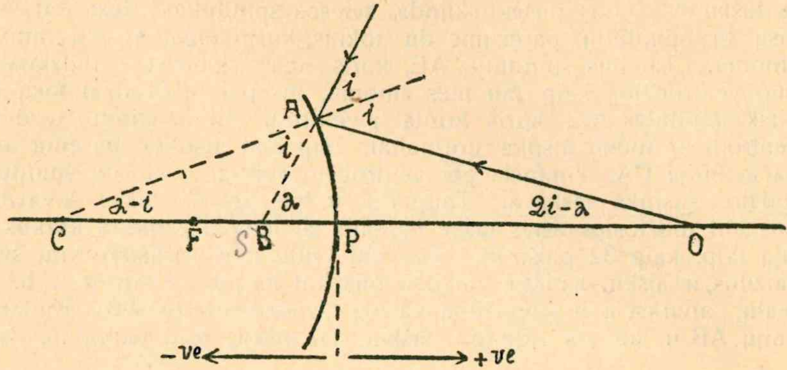
Jeigu mes patalpinsime švytimąjį tašką be galo toli, vadinasi, paimsime $d = \infty$, tad iš pagrindinės lygties išeina $\frac{1}{f} = \frac{1}{F}$, arba $f = F$. Vadinasi, tokiu atveju vaizdas bus veidrodžio foke.

Artinant dabar švytimąjį tašką iš begalinio tolumo prie veidrodžio, jo vaizdas tols nuo veidrodžio. Kada šviesos taškas pasieks būklę O ant pagrindinės veidrodžio ašies, vadinasi, bus atstumo d nuo veidrodžio, tai jo vaizdas pereis iš foko F į padėtį taške S. Kada švytimasis taškas pateks į būklę C, vadinasi, atsidurs veidrodžio kreivumo centre, tai jo vaizdas bus toje pačioje vietoje, kaip tai išeina iš pagrindinės veidrodžio lygties $\frac{1}{f} + \frac{1}{d} = \frac{1}{F} = \frac{2}{r}$. Iš tikrųjų, kadangi čia $d = r$, tai $\frac{1}{f} = \frac{2}{r} - \frac{1}{r} = \frac{1}{r}$, arba $f = r$. Tai reiškia, kad tokiu atveju švytimojo taško vaizdas bus veidrodžio centre.

Artindami šviesos tašką prie veidrodžio dar labiau mes pasieksime veidrodžio foką. Iš veidrodžio lygties arba formulos išeina, kad tada švytimojo taško vaizdas atsidurs begalinio atstumo nuo veidrodžio. Pagaliau artindami švytimąjį tašką prie veidrodžio, patalpinsime jį tarp veidrodžio ir jo foko, sakysime, atstumo $\frac{F}{2}$ nuo veidrodžio, taip kad šituo atveju $d = \frac{F}{2}$. Kur dabar bus švytimojo taško vaizdas? Iš pagrindinės lygties išeina $\frac{1}{f} = \frac{1}{F} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F} - \frac{2}{F} = -\frac{1}{F}$ arba $f = -F$. Taigi tuo atveju vaizdo atstumui nuo veidrodžio mes gauname neigiamą dydį ir, vadinasi, vaizdas bus kito veidrodžio pusėj (užpakaly veidrodžio). Kadangi užpakaly veidrodžio jokių šviesos spindulių nebus, tai tuo atveju vaizdas bus ne realus, bet menamasis. Nesunku įsitikinti, kad tais atvejais, kada šviesos spinduliai išeina iš taško, patalpinto tarp veidrodžio ir jo foko, atšokę nuo veidrodžio tie spinduliai prasiskirs, ir žiūrint į juos iš veidrodžio pryšakio mums atrodys, kad jie sueina viename taške, arba kad jie išeina iš to taško už veidrodžio.

Nustatysime dar santykius iškilam sferiškam veidrodžiui to veidrodžio kreivumo stipino r, švytimojo taško atstumo nuo jo d ir vaizdo atstumo f, pasinaudoję 33 piešiniu, kuris atvaizduoja iškilą sferišką veidrodį. Čia vėl linija CPO, nutiesta per iškilo veidrodžio kreivumo centrą C ir veidrodžio vidurį arba polį P, vadinasi didžioji veidrodžio optikos ašis. Aišku, kad spinduliai, kurie krinta į veidrodį išilgai tos ašies

atšoka nuo veidrodžio ta pačia kryptimi, nes tai bus veidrodžiui statmeniški spinduliai. Patalpinsime švytimąjį tašką taške O prieš iškilą veidrodį atstumo PO = d nuo veidrodžio ir seksime spindulio OA eigą atšokus nuo veidrodžio. Sujungsime veidrodžio centrą C su tašku A punktyrų linija CA ir pratęsime tą liniją toliau už taško A. Linija CA, kaipo veidrodžio stipinas, bus normalioji veidrodžiui taške A. Taigi kampas i, kurį sudaro ta normalioji su spinduliu OA, bus kritimo kampas. Tokiu pat kampu spindulys atšoks nuo veidrodžio ir, vadinasi, atšokęs eis nuo veidrodžio paviršiaus tolyn išilgai linijos SA. Paimsime kitą spindulį iš taško O išilgai veidrodžio ašies OP. Atšokęs nuo veidrodžio, tas spindulys eis atgal nuo jo išilgai tos pačios linijos PO. Taigi išeiną iš taško O du spinduliai OP ir OA, atšokę nuo veidrodžio, bus prasiskyrę. Vadinasi, jie nebesueis toj pusėj veidrodžio, kur randasi taškas O, ir žiūrėdami į juos iš šitos pusės, mes gausime įspūdžio, kad tarytum jiedu išeina iš taško S už veidrodžio. Taigi tas taškas ir bus šviesos taško O vaizdas, bet vaizdas ne realus, o menamasis, nes už veidrodžio jokių spindulių nėra (todel eiga spindulių ten ir pažymėta punktyrų linijomis). Pažymėsime ir čia atstumą menamojo vaizdo S nuo veidrodžio raide f (SP = f) ir kampą, kurį sudaro atspindulio linija AS su didžiąja ašimi, raide α. Tad $\sphericalangle ACP = \alpha - i = \frac{AP}{r}$ (1), $\sphericalangle AOP = \sphericalangle AOC = i - (\alpha - i) = 2i - \alpha = \frac{AP}{PO} = \frac{AP}{d}$ (2) ir pagaliau $\sphericalangle ASP = \alpha = \frac{AP}{f}$ (3). Atėmę (3) lygtį iš (2) lygties, mes gausime: $2i - 2\alpha = 2(i - \alpha) = \frac{AP}{d} - \frac{AP}{f}$.



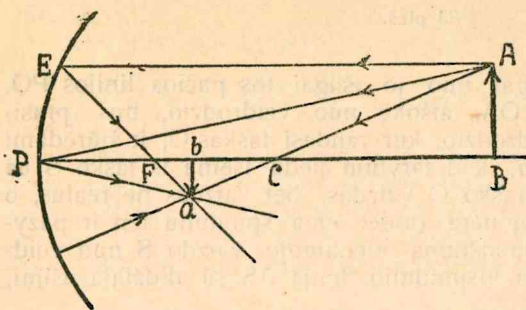
33 pieš.

O iš (1) lygties išeina $2(i - \alpha) = -\frac{2AP}{r}$. Taigi $\frac{AP}{d} - \frac{AP}{f} = -\frac{2AP}{r}$, arba $\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = -\frac{2}{r}$. Tai ir yra pagrindinė iškilo sferiško veidrodžio formula. Ji visiškai panaši į gaubto veidrodžio formulą. Skirtumas čia tik tas, kad iškilo veidrodžio formuloje stipinas ir vaizdo atstumas paimti su neigiamais ženklais, kaipo du dydžiai matuojami kita linkme, negu atstumas d švytimojo taško O nuo veidrodžio.

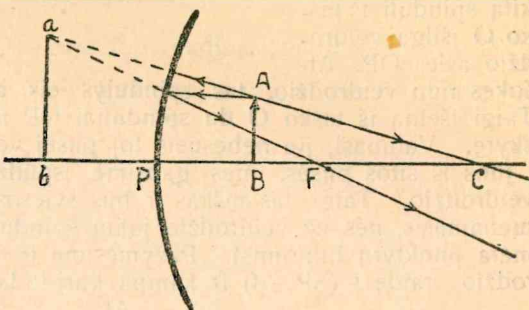
Kadangi labai svarbu išvengti klaidų naudojantis sferiško veidrodžio formula, tai naudinga bus įsidėmėti sau šią taisyklę ženklams trijų dydžių r, d ir f: *visi dydžiai, kurie matuojami ta pačia kryptimi, kuria eina krintanti šviesa, imami su neigiamu ženklu, visi gi dydžiai, kurie matuojami priešinga krintančiai šviesai kryptimi, imami su teigiamu ženklu*. Pritaikydami šitą taisyklę 33 piešiniui, mes ir gausime lygtį: $\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = -\frac{2}{r}$, arba $\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = -\frac{1}{F}$, jeigu mes foko atstumą nuo veidrodžio pažymėsime raide F.

Aišku iš šitos lygties, kad visais atvejais iškilame veidrodyje susidaro tik menamieji vaizdai. Kai del tų vaizdų atstumo nuo veidrodžio, tai tas klausimas lengva išspręsti naudojantis veidrodžio lygtimi.

34 piešinio pagalba paaiškinsime, kaip geometriškai konstruoti vaizdas ne švytimojo taško, bet šviesos objekto, sakysime, nušviestos linijos AB, patalpintos ties gaubtu sferišku veidrodžiu. Taškas B linijos AB randasi ant didžiosios veidrodžio ašies PCB, ir mes jau žinome, kaip šitam taškui B surasti jo vaizdą. Paimsime dabar kitą tos linijos kraštutinį taška A, kuris randasi ne ant didžiosios veidrodžio ašies. Iš to taško A į visas puses sklinda šviesos spinduliai. Kad surastume jo vaizdą, mes iš visų tų spindulių paimsime du tokius, kurių eiga, atšokus nuo veidrodžio, jau mums žinoma. Tai bus spindulys AE, kuris eina lygiagrečiai didžiajai ašiai ir kuris atšokęs nuo veidrodžio, kaip jau mes žinome, eis per veidrodžio foką F išilgai linijos EF, ir kitas spindulys AC, kuris krinta į veidrodį išilgai stipino, vadinasi, krinta normaliai į veidrodį ir todel atšoka normaliai, taip kad atšokęs jis eina atgal nuo veidrodžio ta pačia linija CA, einančia per veidrodžio centrą. Tie du spinduliai, atšokę nuo veidrodžio, susitiks taške a. Taigi čia ir bus realus taško A vaizdas. Taško B vaizdas bus ant didžiosios ašies taške b, kaip tai lengva įsitikinti atlikus geometrišką konstrukciją taip, kaip 32 piešinys. Tuo pat būdu mes surasime kitų šviesos linijos AB taškų vaizdus, ir aišku, kad tie vaizdai bus ant linijos ab tarp a ir b. Taigi mes čia turime realų, atvirkščią ir sumažintą vaizdą šviesos linijos AB. Kadangi atitinkamieji taškai linijų AB ir ab yra sujungti taškai, tai aišku, kad patalpinę šviesią liniją būklėj ab,



34 pieš.



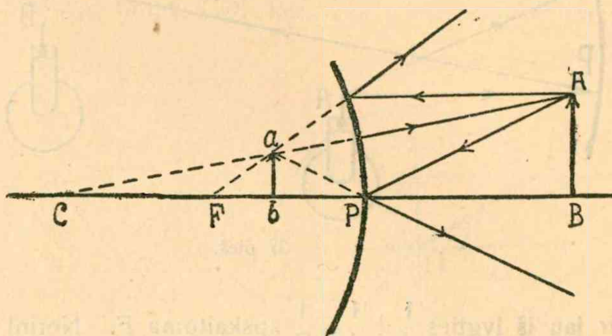
35 pieš.

mes gausime jos vaizdą būklėj AB. Vadinasi, šviesos objektų ir jų vaizdų santykiai gaubtame sferiškame veidrodyje yra tie patys, kaip ir šviesos taško ir jo vaizdo santykiai. Taigi tolinant šviesos liniją AB nuo veidrodžio, jos vaizdas ab artinsis prie veidrodžio ir mažės. Kada šviesos linija AB bus begaliniam atokume nuo veidrodžio, jos vaizdas atsidurs veidrodžio foke ir pavirs tašku. Artinant šviesos liniją AB prie veidrodžio, jos vaizdas ab tols nuo veidrodžio ir didės. Pasiekus linijai AB tašką C, vadinasi, esant atstumo per stipiną nuo veidrodžio, ir jos vaizdas pasieks tą pačią būklę ir bus tokio pat didumo.

Atsidūrus linijai AB tarp centro C ir foko F,vaizdas ab atsidurs nuo veidrodžio toliau kaip per stipiną ir pasidarys didesnis už liniją AB. Pasiekus linijai AB foką F, vaizdas ab atsidurs begalinio atstumo nuo veidrodžio ir pasidarys be galo didelis. Artinantis linijai AB dar labiau prie veidrodžio, ji atsidurs tarp veidrodžio ir jo foko. 35 piešinys rodo, kaip tokiu atveju konstruoti linijos AB vaizdą. Iš taško A išeina daugybė spindulių, iš kurių mes paimame du: vieną einantį išilgai stipino AC ir kitą lygiagrečiai veidrodžio didžiajai ašiai. Pirmasai spindulys atšoks nuo veidrodžio ta pačia linija, kuria jis eina, o antrasai atšoks linija, einančia per veidrodžio foką. Kaip rodo 35 piešinys, tie du atšokusieji spinduliai bus prasiskyrę, ir žiūrint į juos iš veidrodžio pusės mums atrodys, kad jie išeina iš taško a už veidrodžio. Taip pat galima surasti vaizdas taškui B, kuris vaizdas bus taške b ant didžiosios veidrodžio ašies. Taigi linijos AB vaizdas, kada ji randasi tarp veidrodžio ir jo foko, bus menamasis, tiesioginis ir padidintas.

Pagrindine gaubto veidrodžio lygtimi galima pasinaudoti, norint nustatyti santykius veidrodžio stipinui, šviesos objekto atstumui nuo veidrodžio ir to objekto vaizdo atstumui taip pat, kaip augščiau parodyta švytimajam taškui.

36 piešinys rodo, kaip susidaro vaizdas nušviesto objekto iškilame veidrodyje. Iš taško A linijos AB nutiesiami du spinddasi: vienas lygiagrečiai veidrodžio optikos ašiai CB, kitas išilgai veidrodžio stipino, vadinasi, taip, kad už veidrodžio jis pereitų per centrą C. Pirmasai atšoka nuo veidrodžio taip, kad tarytum, jis išeina iš veidrodžio foko F. Antrasai, kaipo normalusis veidrodžio paviršiui, atšokęs eina ta pačia linija, kaip ir krinta. Taigi atšokę tie du spinduliai bus prasiskyrę ir žiūrint į juos iš veidrodžio iškilos pusės atrodys, kad, tarytum, jie išeina iš taško a už veidrodžio. Tame taške ir bus taško A vaizdas. 33 pieš. nurodytu būdu galima surasti taško B vaizdas, kurs bus taške b. Aišku, kad vaizdas taško B bus ten, kur statmuo, nuleistas iš taško a į ašį, susikerta su ja. Taigi linija ab bus tiesioginis, sumažintas ir menamasis linijos AB vaizdas. Nesunku suvokti, kad iškilame veidrodyje visuomet susidaro tiesioginiai, sumažinti ir menamieji vaizdai. Kai del objekto ir jo vaizdo atstumų nuo veidrodžio pareinant nuo veidrodžio stipino, apie tai sprendžiama iš pagrindinės iškilo veidrodžio lygties — $\frac{1}{f}+\frac{1}{d}=-\frac{1}{F}$



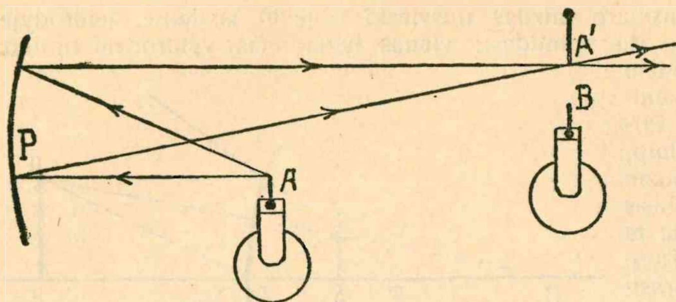
36 pieš.

Kadangi vaizdai sferiškuose veidrodžiuose būna padidinti ir sumažinti, tai kalbama apie tokių veidrodžių padidinimą arba sumažinimą, ir apie tai galima spręsti iš piešinių 34 (gaubtas veidrodis) ir 36 (iškilas veidrodis), Čionai iš trikampių ABC ir ab C, kurie yra panašūs, išeina $\frac{AB}{ab}=\frac{CB}{bC}=\frac{d-r}{r-f}$. Žodžiais, objekto didumo ir vaizdo didumo santykis yra lygus santykiui objekto atstumo nuo veidrodžio centro ir vaizdo atstumo nuo veidrodžio centro. Nesunku įrodyti, kad šitas santykis $\frac{d-r}{r-f}=\frac{d}{f}$. Iš pagrindinės veidrodžio lygties $\frac{1}{f}+\frac{1}{d}=\frac{2}{r}$ išeina $r=\frac{2df}{d+f}$. Pakeitę padidinimo formuloje r šita jo reikšme, mes gausime: $\frac{d-\frac{2df}{d+f}}{\frac{2df}{d+f}-f}=\frac{d^2-df}{df-f^2}=\frac{d(d-f)}{f(d-f)}=\frac{d}{f}$. Žodžiais, objekto didumo ir vaizdo didumo santykis yra lygus santykiui objekto atstumo nuo veidrodžio ir vaizdo atstumo nuo veidrodžio.

Prie tos pačios išvados galima prieiti, turint galvoj, kad trikampiai ABP ir abP (žiūr. 34 ir 36 piešiniai) irgi yra panašūs o iš jų panašumo išeina augščiau duotas padidinimo santykis.

Surasti gaubto sferiško veidrodžio foką galima tokiu eksperimentu. Patalpinsime segtuką A ties gaubtu veidrodžiu P netoli nuo veidrodžio didžiosios optikos ašies taip, kaip rodo 37 piešinys. Realus to segtuko vaizdas susidarys taške A', ir akis matys tą vaizdą, jeigu ji bus orientuota taip, kad gautų spindulius, kurie išeina iš taško A'. Paėmus kitą segtuką B, reikia jį patalpinti ties veidrodžiu taip, kad jos aštruma pa-

liestų tašką A', kur bus pirmo segtuko vaizdas. Segtuko B būklė reikia suderinti taip, kad būtų pašalintas paralaksas, kitaip sakant, kad žiūrint akimi kiek augščiau arba kiek žemiau arba truputį iš kairės pusės arba iš dešinės pusės vaizdas A' ir segtuko B galas nepersiskirtų, nes tiems taškams persiskiriant reiškia, kad vienas iš jų arčiau prie akies kaip kitas. O jeigu tie du taškai randasi to paties atstumo nuo akies, tai judinant akį jie nepersiskirs. Pasiekus tokią būklę taškų B ir A', matuojama atstumai nuo veidrodžio segtukų A ir B, vadinasi, matuojami d ir f,

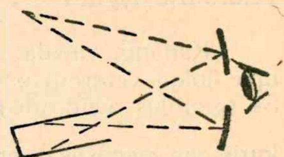


37 pieš.

ir jau iš lygties $\frac{1}{f}+\frac{1}{d}=\frac{1}{F}$ apskaitoma F. Norint gauti tikslesnį rezultatą, reikia atlikti eilę tokių tyrimų talpinant segtuką A įvairiuose atstumuose nuo veidrodžio.

Liesdami kreivų veidrodžių pritaikinimą paminėsime čia tik prožektorių ir laringoskopą. Prožektorius vartojamas visais tais atvejais, kada yra reikalas nušviesti tą ar kitą erdvės dalį dideliame atstume. Tam tikslui vartojamas paraboliškas veidrodis (žiūr. 29 pieš.), patalpinus jo foke galingą šviesos šaltinį, sakysime, volto lanką 100.000 žvakių. Iš 29 piešinio aišku, kad tuo atveju visi volto lanko spinduliai atšoks kaipo lygiagretūs spinduliai, ir tuo lygiagrečių spindulių pluoštu galima nušviesti labai toli, nes skerskrodžio plotas tokio pluošto lygiagrečių spindulių pasilieka be atmainos gana dideliame atstume nuo veidrodžio. Sukant veidrodį galima mesti tokį lygiagrečių spindulių pluoštą į įvairias erdvės puses. Taigi tokie prožektoriai vartojami karo metu žvalgybos tikslams, o šiaip jau švyturiuose ir garlaiviuose okeane.

Laringoskopas yra gaubtas nedidelis sferiškas veidrodis su apskrita skyle per jo vidurį (žiūr. 38 pieš.), Jis vartojamas gydytojo, kada reikia nušviesti ta ir kita dubuma nosyje, ausyje, gerklėje arba nušviesti akis iš vidaus. Gydytojas užsideda laringoskopą taip, kad jo akis būtų ties veidroduko skyle. Nuo lempos krinta spinduliai į veidroduką iš vienos ir iš kitos skylės pusės ir sueina dubumoje, kaip rodo piešinys. Jeigu dar paimti pagalbon kitas mažesnis gaubtas veidrodukas ant ilgo koto, tai jo pagalba galima nušviesti net ir tokias dubumos vietas, kur ji užsilenkia už kampų.


38 pieš.

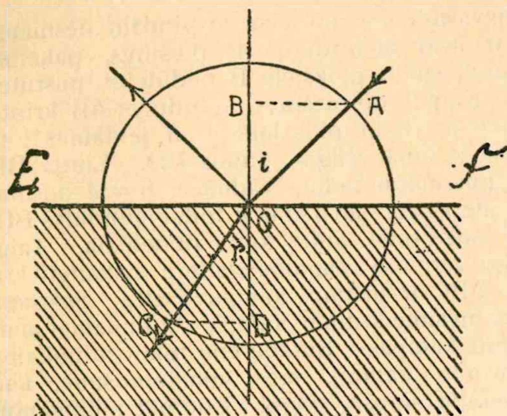
Apie pritaikinimą gaubto sferiško veidrodžio teleskopuose - reflektoriuose kalbėsime tada, kada imsime aprašinėti optikos aparatus.

4 §. Šviesos lūžimas (refrakcija). Šviesos lūžimo dėsnių patikrinimas optikos disku (skridiniu). Menamasis pakilimas daiktų skaidriame (permatomame) kūne. Eiga spindulių per įvairius mediumus, apribotus lygiagrečiais paviršiais. Matymas skaidriuose kūnuose. Visiškasis vidaus šviesos atspindis ir ribos kampas. Atmosferinė refrakcija. Fata morgana ir miražas. Eiga spindulių per prizmą. Minimum nuokrypio kampas ir prizmos formula.

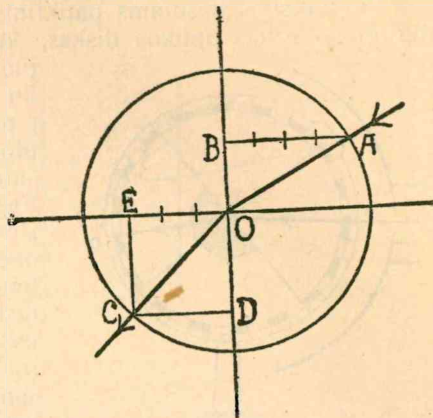
Kaip jau mes matėme homogeniniame mediume, šviesa sklinda tiesiomis linijomis — spinduliais. Pasiekus sieną, kuri skiria du mediumus, dalis šviesos atšoka nuo ribos paviršiaus, o kita dalis pereina į antrąjį mediumą. Jeigu tasai antrasai me-

diumas permatomas (skaidrus), tai žymi dalis šviesos pereina į jį, ir tik maža dalis atšoka nuo ribos paviršiaus. Aplamai, kiek šviesos atšoka ir kiek prasiskverbia į antrąjį mediumą, pareina nuo mediumo medžiagos ir nuo kritimo kampo.

Tereiškia linija EF ribos paviršių, kuris skiria orą nuo kitos, tankesnės, medžiagos, sakysime, vandens, ir tekrinta į tą ribos paviršių spindulys OA kampu i (žiūr. 39 pieš.). Dalinai tas spindulys atšoka nuo ribos paviršiaus, kaip rodo piešinys, o žymia dalimi prasiskverbia į vandenį ir slenka ten išilgai linijos CO, kuri yra arčiau nuo statmens



39 pieš.



40 pieš.

BD paviršiui EF kaip linija OA. Taigi krintąs į vandens paviršių EF spindulys ir prasiskverbęs į vandenį spindulys sudaro laužtą liniją, ir todel kalbama apie šviesos spindulio lūžimą. Kampas, kurį sudaro prasiskverbęs į vandenį spindulys CO su normaliąja BOD, vadinasi lūžimo kampas. Prityrimas rodo, kad: 1) krintąs spindulys, statmuo paviršiui EF kritimo taške ir lūžęs spindulys visuomet randasi toje pačioje plotmėje; 2) $\frac{\sin i}{\sin r} = \text{const.} = n$, žodžiais, kad santykis tarp sinusų kritimo ir lūžimo kampų yra pastovus dydis. Tasai pastovus dydis vadinasi fizikoje lūžimo koeficientas.

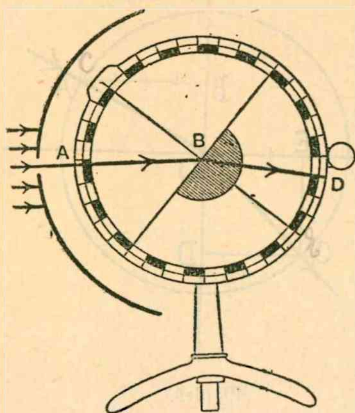
Tai ir yra pagrindiniai refrakcijos dėsniai. Jie buvo nustatyti XVII šimtmetyje Keplerio ir Snellio. Pastarasis, turėdamas darbo su mažais kritimo kampais, paskelbė antrąjį refrakcijos dėsnį ta prasme, kad santykis kritimo ir lūžimo kampų yra pastovus dydis. Tai atitinka tikrenybei, nes esant mažiems kampams tie kampai santykiuoja taip, kaip jų sinai.

Iš 39 piešinio aišku, kad $\sin i = \frac{AB}{OA}$ ir $\sin r = \frac{CD}{CO}$. Taigi $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{AB \cdot CO}{OA \cdot CD} = \frac{AB}{CD}$, nes $OA = CO$ kaipo stipinai rato, aprašyto iš centro O.

Išeinant iš šito santykio visuomet lengva geometrijos konstrukcijos keliu surasti, kaip eina lūžęs spindulys. Tegu, pavyzdžiui, į vandens paviršių krinta spindulys kampu 60°. Kad surastume, kaip eis lūžęs spindulys, nupiešime kampą $AOB = 60°$ (žiūr. 40 pieš.). Iš taško O, kaipo iš centro, nupiešime ratą bet kuriuo stipinu, sakysime, OA, ir iš taško A nutiesime liniją AB statmeniškai normaliajai vandens paviršiui. Pereinant spinduliui iš oro į vandenį, lūžimo koeficientas yra lygus $^4/_3$ (tai yra vandens lūžimo koeficientas). Padalinsime AB į keturias lygias dalis ir atidėsime iš taško O atkarpą OE ant rato gulsčio diametro, lygia tokioms trims dalims. Iš taško E nutiesime liniją EC lygiagrečiai statmeniškam rato diametrui ir sujungsime tašką C su rato centru O. CO ir bus linija lūžusio spindulio, nes $CD = EO$ ir, vadinasi, $\frac{BA}{CD} = n = \frac{\sin AOB}{\sin COD}$.

Grįžtant prie 39 piešinio figūros ir turint galvoj, kad spindulių eiga yra atverčiamasis fenomenas, aišku, kad jeigu spindulys eina iš vandens (optiškai tankesnio [sūdresnio] mediumo) į orą (optiškai retesnį mediumą), tai tas spindulys nukrypsta nuo statmens ribos paviršiui, nutiesto kritimo taške O. Taigi spindulys, kuris eina vandeny linija CO, išėjęs iš vandens eina linija OA. Tokiu atveju mes turime $\frac{\sin COD}{\sin AOB} = \frac{CD}{AB} = \frac{1}{n}$.

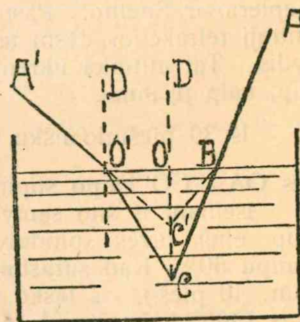
Refrakcijos dėsniams patikrinti galima pavartoti jau anksčiau atspindžio dėsniams tikrinti aprašytas optikos diskas, kuri čia dar sykį atvaizduoja 41 piešinys, pakeitus plokščią veidrodį stiklo plokštele B nedidelio pusrutulio pavidalu. Kaip rodo piešinys, spindulys AB krinta į plokščią paviršių stiklo plokštelės B ir įeidamas į tą plokštelę lūžta ir eina išilgai linijos BD. Linija BD sutampa su pusrutulio radiu, vadinasi, ji yra normalioji kreivam sferiškam paviršiui, ir todel spindulys BD, išeidamas iš pusrutulio antrą kartą nebelūžta. Taigi mes ant disko vernierų pagalba galime atskaityti kritimo kampą ABC ir lūžimo kampą DBE. Sukdami diską, mes mainysime kritimo kampą. Atitinkamai mainysis ir lūžimo kampas. Suradę eilę tokių atitinkamų puolimo ir lūžimo kampų, mes konstatuosime, kad santykis tų kampų sinusų, imant visuomet atitinkamus kampus, yra visuomet pastovus dydis.



41 pieš.

Pasukę optikos diską taip, kad spindulys AB įeitų į stiklo plokštelę per jos kreivą paviršių ir išeitų per plokščią paviršių, mes įsitikinsime, kad dabar spindulys, išeidamas iš stiklo į orą, nukrypsta nuo kritimo statmens, ir vėl sukdami diską ir užregistravę eilę atatinkamų kritimo ir lūžimo kampų, konstatuosime, kad santykiai tų kampų sinų visuomet yra lygūs $\frac{1}{n}$, jeigu n reiškia lūžimo koeficientą pereinant iš oro į stiklą.

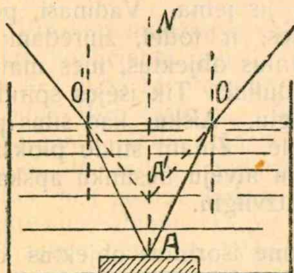
Jeigu mes įkišime į vandenį pieštuką arba lazdelę, tai tas pieštuko galas, kuris randasi vandeny, pasirodys pakilęs augštyn, ir visas pieštukas atrodys kaip įlaužtas toje vietoje, kur jis perkerta vandens paviršių. Tai pareina nuo šviesos spindulių lūžimo, ir 42 piešinys rodo, kodel pieštukas atrodo įlaužtas, taip kad jo galas vandeny, tarytum, pakilęs, Pieštuką čia atvaizduoja linija ABC. Iš taško C — pieštuko galo — eina spinduliai vandeny įvairiomis kryptimis. Iš tų įvairių spindulių mes paimsime du: CD, kuris eina statmeniškai vandens paviršiui, ir CO_1, kuris eina nuožulniai vandens paviršiui. Pirmasai spindulys išeina iš vandens į orą nelūždamas. Antrasai spindulys, išeidamas iš vandens į orą, nukrypsta nuo statmens ir eina išilgai linijos O_1A_1. Taigi, išėję iš vandens, tie du spinduliai bus prasiskyrę, ir patalpinus akį tarp A ir A_1 mums atrodys, kad juodu išeina iš taško C_1. Vadinasi, taškas C_1 bus vaizdas pieštuko galo C, ir tasai vaizdas bus augščiau kaip pieštuko galas C. Aišku, kad kitų įmerktos pieštuko pusės dalių vaizdai, kuriuos galima surasti ką tik nurodytu būdu, bus ant linijos BC_1, kuri jungia taškus B ir C_1. Taigi visa įmerkta pieštuko pusė bus užlūžusi aukštyn.



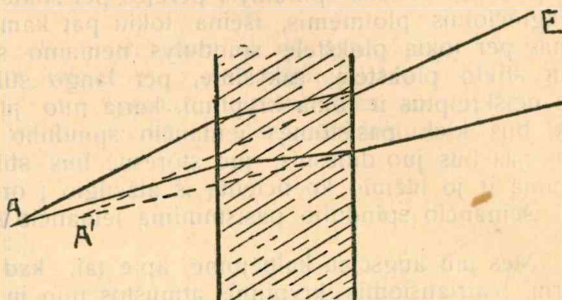
42 pieš.

Del tos pačios priežasties indo dugnas, kuriame randasi vanduo, arba ežero dugnas, atrodo visuomet arčiau negu iš tikrųjų yra, ir, sakysime, pinigas arba kitas koks daiktas, nuskendęs į dugną, atrodo arčiau nuo paviršiaus, negu iš tikrųjų jis yra.

43 piešinys rodo, kodel taip įvyksta. Tegu į indo dugną nugrimzdęs vandeny randasi pinigas A. Iš to pinigo vieno taško nutiesime vieną spindulį AN normaliai vandens paviršiui ir kitus du spindulius AO ir AO_1 tam paviršiui nuožulniai. Pirmasai spindulys išeis iš vandens į orą nelūždamas, o kiti du, išeidami iš vandens į orą, lūš atsilenkdami nuo savo kritimo statmenų. Taigi išėję iš vandens tie trys spinduliai bus prasiskyrę, ir, žiūrėdami į vandenį iš pusės ONO^1, mes gausime įspūdžio, kad visi trys spinduliai išeina iš taško A_1, kuris randasi augščiau kaip taškas A. Taškas A_1



43 pieš.

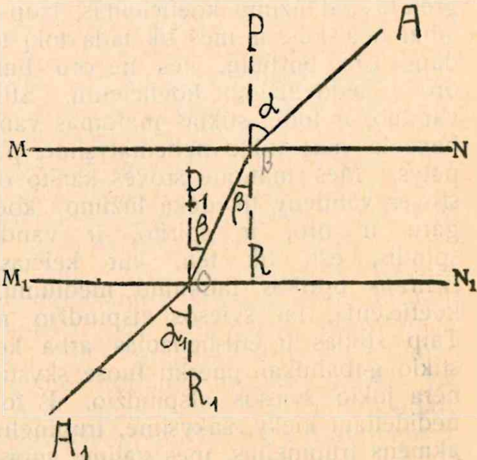


44 pieš.

bus vaizdas taško A. Tokiu pat būdu mes surasime vaizdus ir kitų pinigo taškų arba dalelių. Taigi žiūrint pinigą vandeny mums atrodys, kad jis randasi arčiau nuo vandens paviršiaus kaip iš tikrųjų yra.

Nežinant šitų dalykų arba užmiršus apie juos galima lengvai apsirikti lendant į vandenį ir manant, kad negilu, nes tvenkinio arba ežero dugnas apgaulingai rodosi esąs arčiau negu iš tikrųjų yra.

Pagaliau del tos pačios priežasties skaidrūs, arba permatomi, kūnai atrodo plonesni negu iš tikrųjų yra, ir žiūrint, sakysime, per stiklo plokštelę į kokį nors nušviestą objektą, tasai objektas atrodo esąs arčiau nuo akies, kaip iš tikrųjų yra. 44 piešinys demonstruoja, kodel taip atrodo. Tegu tam tikro storumo stiklo plokštelės kairėj pusėj randasi šviesos taškas A, o dešinėj pusėj akis E. Du spinduliai, kurie išeina iš taško A, įeidami į stiklo plokštelę lūžta artindamiesi prie savo kritimo statmenų, o išeidami iš stiklo plokštelės į orą lūžta, tolindamiesi nuo savo kritimo statmenų. Taigi tie du spinduliai išeina iš stiklo plokštelės smarkiau prasiskyrę, negu išeidami iš taško A. Todel žiūrint per šitą stiklo plokštelę į tašką A mums atrodys, kad tasai taškas randasi ant susikirtimo spindulių, išėjusių iš plokštelės, būtent, taške A_1, kuris yra arčiau nuo plokštelės kaip taškas A. Atkreipsime čia tuoj dėmesio į tai, kad išėję iš plokštelės į orą, spinduliai eina lygiagrečiai .spinduliams, kurie išeina iš taško A ir įeina į plokštelę. Bet toksai lygiagretumas turi vietos tik tada, kada stiklo plokštelė arba kitos kurios medžiagos plokštelė, apribota lygiagrečiomis plotmėmis. Tegu MN ir M_1N_1 reiškia dvi lygiagrečias plotmes stiklo gabalo (žiūr. 45 pieš.) ir tegu į plotmę MN krinta spindulys AB kampu α. Įeidamas į stiklą, tas spindulys artinasi prie statmens, nes stiklas yra optiškai sūdresnis kaip oras, ir tesie lūžimo kampas β. Aišku, kad tas spindulys, eidamas stikle ir pasiekdamas kitą stiklo gabalo plotmę M_1N_1, krinta į ją kampu β, nes linijos PR ir P_1R_1 kaipo statmeniškos lygiagrečioms linijoms MN ir M_1N_1, irgi bus lygiagrečios, ir todel ∠ OBR (β) bus lygus ∠ BOP_1 (β). Dabar spin-



45 pieš.

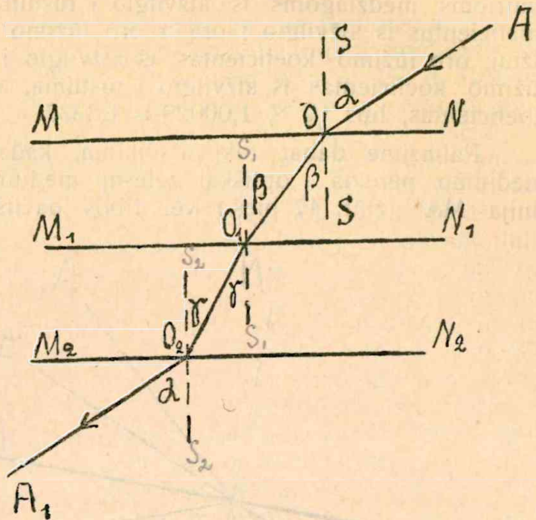
dulys išeina vėl iš stiklo gabalo per kitą jo plotmę M_1N_1 į orą. Vadinasi, jis nukrypsta nuo statmens. Pažymėsime kampą, kurį jis dabar sudaro su statmeniu P_1R_1, raide α_1. Eidami spindulių lūžimo dėsniais, mes turime: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ ir $\frac{\sin\beta}{\sin\alpha_1} = \frac{1}{n}$. Padauginę vieną lygtį iš kitos, mes gausime: $\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_1} = 1$. Iš kur išeina, kad $\sin\alpha = \sin\alpha_1$ ir, vadinasi, $\alpha = \alpha_1$. Taigi šviesos spindulys, perėjęs per stiklo gabalą arba stiklo plokštelę, apribotą lygiagrečiomis plotmėmis, išeina tokiu pat kampu, kokiu jis įeina. Vadinasi, pereidamas per tokią plokštelę spindulys nemaino savo krypties, ir todel, žiūrėdami per tokią stiklo plokštelę, sakysime, per lango stiklus į išorinius objektus, mes matome juos neiškreiptus ir tokia kryptimi, kuria nuo jų eina spinduliai. Tik išėjęs spindulys O_1A_1 bus kiek pasistūmęs įeinančio spindulio AO atžvilgiu. Aišku, kad šitas pasistūmimas bus juo didesnis, juo storesnė bus stiklo plokštelė. Žinant stiklo plokštelės storumą ir jo lūžimo koeficientą iš atžvilgio į orą, kiekvienu atveju nesunku apskaityti šitą išeinančio spindulio pasistūmimą įeinančio spindulio atžvilgiu.

Mes jau augščiau kalbėjome apie tai, kad mes matome išorinius objektus dėka įvairių įvairiausiomis kryptimis atmuštos nuo jų šviesos arba dėka išbarstytos šviesos. Aplamai, išskyrus šviečiančius objektus, kaip saulė, žvaigždės, ugnis, dauguma kitų objektų matomi tik dėka to, kad jie sudaro kontrastus, sulaikydami šviesą, atmušdami ją arba užlauždami ją. Stiklo veidrodžio paviršius nematomas, bet matomi objektų vaizdai jame. Bet jeigu sudaužysime ir sutrupinsime stiklo veidrodį, tai visi trupiniai darysis matomi dėka šviesos refleksijos ir refrakcijos įvairių įvairiausiomis kryptimis. Juo smulkesni bus tie trupinėliai, juo daugiau bus tos išsklaidytos šviesos, ir pagaliau atrodys taip, kad nuo daugybės tokių smulkių trupinėlių šviesa išsklaidoma į visas puses vienodai. Taip debesys, kuris susideda iš daugybės smulkių vandens lašelių, sniegas, kuris susideda iš daugybės mažučių ledo kristalų, putos, kurios susideda iš daugybės mažučių oro burbuliukų, apvilktų skysčio plėkšnelėmis, smulkiai pluoštinė medžiaga, išbarsto šviesą į visas puses vienodai, ir dažniausiai tokie objekta atrodo mums balti.

Visi tie faktoriai, kurie mažina refrakciją, mažina ir atspindį. Pav., ledo gangreit tas pat lūžimo koeficientas, kaip ir vandens, ir todel vandeny ledo gabalo konturai labai neaiškūs, ir mes tik tada tokį ledo gabalą vandeny pamatysime, jeigu lede rasis daug oro burbulų, nes tie oro burbulai bus aiškiai matomi del didelio skirtingumo oro ir ledo lūžimo koeficientų. Stiklo stiebas arba lazdelė laužia šviesą labiau negu vanduo, ir todel stiklas matomas vandeny geriau kaip ledas. Bet įmerkę stiklą į etilbenzolą mes stiklo nebematysime, nes lūžimo koeficientai etil-benzolo ir stiklo yra tie patys. Mes matome sroves karšto oro šaltame ore, žibalo garų sroves ore ir spirito sroves vandeny tik dėka lūžimo koeficientų skirtumo karšto ir šalto oro, žibalo garų ir oro, ir spirito, ir vandens ir tt. Taigi šviesos refleksiją, arba atspindis, esti tik ten, kur keičiasi lūžimo konficientas, vadinasi, tik ant ribos įvairaus optikos tankumo mediumų. O jeigu tie du mediumai turi tą patį lūžimo koeficientą, tai šviesos atspindžio nesti paviršiuj, kuris skiria tokius du mediumus. Taip stiklas ir etil-benzolas arba kedro alyva turi tą patį lūžimo koeficientą, ir todel stiklo gabaliukai, įmerkti tuose skystimuose, nematomi, nes nuo tų gabaliukų paviršiaus nėra jokio šviesos atspindžio. Iš to aišku, kad turėdami kokią nors kietą medžiagą nedideliam kieky, sakysime, trupinėlius, pavyzdžiui, deimento arba kito kokio brangaus akmens trupinėlius, mes galime surasti jų lūžimo koeficientus, suradus tokį skystimą, kuriame įmerkti tie trupinėliai bus nematomi. Tokiu būdu mes galime konstatuoti, ar mes iš tikrųjų turime brangų akmenį, ar tik dirbtinį dalyką, jeigu mums žinomas brangaus akmens lūžimo koeficientas. Dažniausiai vartojami tokiam reikalui skystimai tai provanso alyva su lūžimo koeficientu 1,47 ir anglies bisulfidas su lūžimo koeficientu 1,63. Darydami įvairiose proporcijose mišinius iš tų dviejų skystimų, mes turėsime labai įvairių lūžimo koeficientų.

Vienodas nušvietimas įvairių įvairiausiomis kryptimis panaikina visus kontrastus ir daro nematomus (ta prasme, kad negalima atskirti vieno nuo kito) išorinius objektus. Taip, pav., mes nematome smulkių dulkių, kurių yra daugybė ore, gerai nušviestam kambary. O jeigu į kambarį įspindi šviesa per langinių plyšius, tai mes matome tų dulkių daugybę. Iš to, kas čia pasakyta, aišku, kad nepermatoma medžiaga padeda matyti, nes ji sudaro didesnius kontrastas del didelio skirtingumo lūžimo koeficiento, nekalbant jau apie tai, kad tokia medžiaga duoda šešėlių, kurie irgi padeda kontrastus sudaryti.

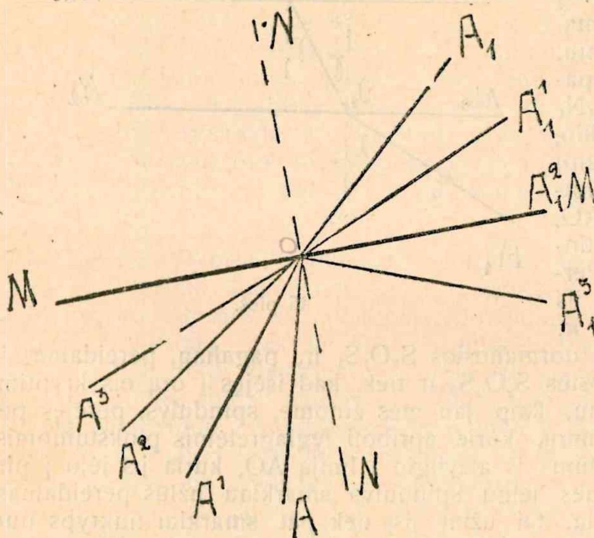
Visokiai medžiagai lūžimo koeficientas nustatomas iš atžvilgio į orą, laikant oro lūžimo koeficientą per 1. O iš tikrųjų pereinant šviesos spinduliams iš tuštumos į į orą jie lūžta ta prasme, kad artinasi prie kritimo statmens, nes oras optiškai yra sūdresnis kaip tuštuma. Bet oro lūžimo koeficientas iš atžvilgio į tuštumą yra 1,00029 — vadinasi, labai mažai skiriasi nuo vieneto, ir todel, nedarydami didelės klaidos, mes galime laikyti jį per vienetą. Pažiūrėsime dabar, kaip, žinant dviejų medžiagų, sakysime, vandens ir stiklo lūžimo koeficientus iš atžvilgio į orą, galima apskaityti lūžimo koeficientą stiklo iš atžvilgio į vandenį, arba atbulai, kaip, žinant šitą lūžimo koeficientą, apskaityti stiklo lūžimo koeficientas iš atžvilgio į orą ir pagaliau iš atžvilgio į tuštumą. Tam tikslui pasinaudosime 46 piešiniu. Tereiškie šitam piešiny MN ribos paviršių, skiriantį orą nuo vandens, M_1N_1 ribos paviršių, skiriantį vandenį nuo stiklo, ir pagaliau M_2N_2 ribos paviršių, skiriantį stiklą nuo oro, ir tesie tų paviršių plotmės lygiagrečios. Tad spindulys AO, įeidamas iš oro į vandenį, užlūš artindamasis prie normaliosios SOS. Pereidamas toliau iš vandens į stiklą, jis užlūš dar labiau ta pačia prasme ir, vadinasi, dar labiau prisiartins prie normaliosios $S_1O_1S_1$ ir, pagaliau, pereidamas iš stiklo į orą, jis nukryps nuo normaliosios $S_2O_2S_2$ ir tiek, kad išėjęs į orą eis kryptimi O_2A_1, lygiagrečia krypčiai AO. Žodžiu, kaip jau mes žinome, spindulys, perėjęs per mediumą arba net ir visą eilę mediumų, kurie apriboti lygiagretėmis plokštumomis, nepakeis savo krypties, bet tik pasistums iš atžvilgio į liniją AO, kuria jis įėjo į pirmąjį mediumą. Tątai suprantama, nes jeigu spindulys smarkiau užlūš pereidamas, sakysime, iš oro per vandenį į stiklą, tai užtat jis tiek pat smarkiai nukryps nuo normaliosios pereidamas iš stiklo į orą. Pažymėsime dabar spindulio AO kritimo kampą, pereinant iš oro į vandenį, raide α ir lūžimo kampą raide β. Tad kritimo kampas, pereinant iš vandens į stiklą, būtent, kampas OO_1S_1 bus irgi β, nes normalės SOS ir $S_1O_1S_1$ yra lygiagretės. Pažymėsime toliau lūžimo kampą $O_2O_1S_1$, pereinant į stiklą, raide γ. Tad kampas $S_2O_2O_1$ irgi bus γ, nes normaliosios S_1S_1 ir S_2S_2 yra lygiagretės. Iš to, kas anksčiau pasakyta, aišku, kad kampas $A_1O_2S_2$, kurį sudaro išėjęs iš stiklo į orą spindulys su normaliąja, bus lygus kampui AOS, t. y. bus lygus α. Pagaliau pažymėsime dar lūžimo koeficientą vandens iš atžvilgio į orą raide n_w, stiklo iš atžvilgio į orą raide n_s ir stiklo iš atžvilgio į vandenį n. Tad eidami šviesos lūžimo dėsniais, mes turėsime: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_w$ (1); $\frac{\sin\beta}{\sin\gamma} = n$ (2) ir pagaliau $\frac{\sin\gamma}{\sin\alpha} = \frac{1}{n_s}$ (3). Padauginę pirmąją lygtį iš antrosios, gausime: $\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = n \, . \, n_w$. Iš trečios lygties išeina $\sin\gamma = \frac{\sin\alpha}{n_s}$.



46 pieš.

Padauginę lygtį, gautą dauginimu pirmos ir antros lygčių iš $\sin \gamma = \frac{\sin \alpha}{n_s}$, mes gausime $\sin \alpha = \sin \alpha \frac{n \cdot n_w}{n_s}$, arba $1 = \frac{n \cdot n_w}{n_s}$. Iš čia išeina $n = \frac{n_s}{n_w}$. Žodžiais, lūžimo koeficientas stiklo iš atžvilgio į vandenį yra lygus santykiui lūžimo koeficientų stiklo ir vandens iš atžvilgio į orą. Toliau iš tos pačios lygties išeina $n_s = n \cdot n_w$. Žodžiais, lūžimo koeficientas stiklo iš atžvilgio į orą yra lygus lūžimo koeficientui stiklo iš atžvilgio į vandenį, padauginus iš vandens lūžimo koeficiento iš atžvilgio į orą. Taigi suradę lūžimo koeficientą stiklo iš atžvilgio į vandenį ir žinodami vandens lūžimo koeficientą iš atžvilgio į orą, mes apskaitysime stiklo lūžimo koeficiento iš atžvilgio į orą. Ta taisykle dažnai tenka naudotis nustatant įvairioms medžiagoms lūžimo koeficientus. Aišku, kad eidami šita taisykle, mes galime apskaityti lūžimo koeficientus įvairioms medžiagoms iš atžvilgio į tuštumą, jeigu mes žinome tų medžiagų lūžimo koeficientus iš atžvilgio į orą ir oro lūžimo koeficientą iš atžvilgio į tuštumą. Pavyzdžiui, oro lūžimo koeficientas iš atžvilgio į tuštumą bus 1,00029. Vadinasi, vandens lūžimo koeficientas iš atžvilgio į tuštumą, arba vadinamasai absolutus vandens lūžimo koeficientas, bus $4/3 \times 1{,}00029 = 1{,}3337$.

Paimsime dabar tokį atsitikimą, kada šviesos spindulys iš optiškai sūdresnio mediumo pereina į optiškai retesnį mediumą, sakysime, iš vandens į orą. Tereiškia linija MA^2 (žiūr. 47 pieš.) vėl ribos paviršių, kuris skiria orą viršuje nuo vandens apačioje ir teeinie spindulys vandeny kryptimi AO ir išeinie kryptimi OA_1, nukrypdamas nuo normaliosios NN. Paimsime dabar kitą spindulį A'O, kuris eina vandeny didesniu kritimo kampu. Išėjęs iš vandens į orą, jis eis kryptimi OA'_1 ir bus smarkiau nukrypęs nuo normaliosios kaip pirmu atveju. Aišku, kad didinant kritimo kampą vandeny, didės ir nuokrypio kampas išėjus iš vandens, ir aišku, kad mes tokiu būdu pasieksime tokį kritimo kampą vandeny A^2ON, esant kuriam šviesos spindulys, išėjęs iš vandens į orą, eis išilgai ribos paviršiaus OA^2_1. Kada spindulys eina išilgai ribos paviršiaus, fizikoje sakoma, kad spindulys šliaužia. Tad tokio spindulio, išėjusio į orą, nuokrypio kampas nuo normaliosios bus 90°. Jeigu dabar dar padidinsime kritimo kampą vandeny, paėmę, sakysime, spindulį



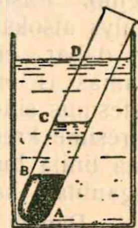
47 pieš.

A^3O, tai aišku, kad to spindulio atsilenkimas nuo normaliosios išeinant į orą turi būti didesnis kaip 90°. Taigi toksai spindulys aplamai nebeišeis į orą, ir eis vandeny kryptimi OA^3_1, kuri su normaliąja NN sudaro tokį pat kampą kaip ir spindulio A^3O kritimo kampas. Mes tada kalbame apie visišką vidaus šviesos atspindį, kuris gali įvykti tik tada, kada šviesa pereina iš tankesnio mediumo į optiškai retesnį mediumą, kaip tai aišku iš visa to, kas anksčiau pasakyta. Tas kritimo kampas vandeny, būtent, kampas A^2ON, esant kuriam spindulys išeidamas į orą šliaužia išilgai ribos paviršiaus tarp dviejų mediumų, vadinasi, visiško vidaus atspindžio ribos kampas, nes kiekvienas kitas spindulys, kuris eina vandeny didesniu kritimo kampu, kaip ribos kampas, nebeišeina iš vandens į orą ir atšoka nuo ribos paviršiaus vandeny eidamas šviesos atspindžio dėsniais. Nesunku surasti šitas ribos kampas

einant šviesos lūžimo dėsniais bet kuriai medžiagai. Iš tikrųjų, $\frac{\sin A^2ON}{\sin 90^0} = \frac{1}{n}$ šliaužiančiam spinduliui, jeigu mes vandens lūžimo koeficientą iš atžvilgio į orą pažymėsime raide n. Kadangi sin $90^0 = 1$, tai $\sin A^2ON = \frac{1}{n}$. Vadinasi, žinodami medžiagos lūžimo koeficientą iš atžvilgio į orą, mes galime surasti tai medžiagai ribos kampą, esant kuriam spindulys išeina dar iš jos į orą šliauždamas ribos paviršium tarp oro ir medžiagos ir kuriam esant didesniam spindulys visiškai iš vidaus atšoka. Pavyzdžiui, vandens lūžimo koeficientas iš atžvilgio į orą yra $^4/_3$. Vadinasi, ribos kampo sinas vandeniui bus 3/4, iš kur išeina, kad tas ribos kampas vandeniui bus 48^0 36'. Aišku, kad juo didesnis medžiagos lūžimo koeficientas, juo mažesnis bus tas ribos kampas. Taip diementas turi didelį lūžimo koeficientą ir todel mažą ribos kampą. Vadinasi, diementas daug daugiau šviesos atmuša iš vidaus negu praleidžia, ir todel jis taip gražiai ir smarkiai šviečia, jeigu į jį prasiskverbia šviesos spinduliai.

Visišką šviesos vidaus atspindį, sakysime, vandeny, galima demonstruoti tokiu būdu. Paėmę indą su stiklo šonais, įpilsime į tą indą vandens truputį nudažyto žaliai-gelsvai fluoresceinu. Pastatysime viršum vandens veidrodį kampu 45^0 iš atžvilgio į gulsčią arba statmenišką linijas ir paleisime iš proekcijos aparato į tą veidrodį gulsčiai pluoštą lygiagrečių spindulių. Tokie spinduliai atšoks nuo veidrodžio stačiai žemyn ir prasiskverbs į vandenį neužlūždami. Ant dugno indo, kuriame randasi vanduo, galima patalpinti kitą plokščią veidrodį, taip kad galima būtų mainyti šito veidrodžio palinkimą krintančių į jį spindulių atžvilgiu. Patekę į vandenį, spinduliai atšoks nuo veidrodžio ir išeis iš vandens į orą nukrypdami nuo normaliosios. Eiga spindulių vandeny bus matoma dėka fluoresceino, kuris švies gražia žalia spalva ten, kur per jį eis spinduliai. O pamatyti eigą spindulių ore mes irgi galime, jeigu į tą orą prileisime dūmų. Mainant veidrodžio palinkimo kampą į indo dugną, mainysis ir kritimo kampas atmuštų nuo veidrodžio spindulių, pasiekus jiems vandens paviršių. Taigi tokiu būdu mes galime pasiekti ribos kritimo kampą, ir peržengus tą kampą konstatuoti, kad į orą gangreit visiškai nebeišeina šviesos ir gangreit visa šviesa atmušama iš vidaus vandeny. Mes pastebėsime tai todel, kad tada vanduo bus ypatingai smarkiai nušviestas. Žiūrint į dugną varinio indo su vandeniu, kuris iš vidaus alvuotas, indo dugnas gražiai sidabriškai blizga. Taip pat dažnai, žiūrėdami tam tikra kryptimi į upelį su daugybe akmenukų ant dugno, mes matome gražiai auksines spalvas, ir dugnas mums atrodo smarkiai nušviestas. Visa tai yra visiško šviesos vidaus atspindžio vaisius.

Paimsime didesnį stiklo tiriamąjį vamzdį (žiūr. 48 pieš.), įpilsime į jį gyvojo sidabro BA ir daugiau vandens (BC) ir įdėsime šitą tiriamąjį vamzdį į indą su vandeniu. Žiūrint iš viršaus į tiriamąjį vamzdį mums atrodys vamzdžio CD šonai pasidabruoti ir blizgės tie šonai dar daug smarkiau kaip gyvasai sidabras del priežasties pilno vidaus atspindžio, pereinant šviesai iš tiriamojo vamzdžio stiklo į vandenį platesniam inde. Gyvasai sidabras paimtas čia tiktai kontrastui sudaryti.



48 pieš.

Pagaliau paliesime čia dar šviesos refrakciją ir visišką vidaus atspindį atmosferoje. Oro sluogsnių tankumas niekuomet nesti vienodas. Aplamai juo žemiau, juo tankumas būna didesnis, ir atbulai. Bet kaitros metu dieną žemesni oro sluogsniai, kaipo artimesni nuo žemės, būna labiau įkaitinti ir todel retesni, kaip augštesni sluogsniai. O vakare po karštos dienos artimesni prie žemės oro sluogsniai vėsta greičiau, kaip augštesni sluogsniai ir, vadinasi, tada jie būna tankesni. Įsivaizduokim dabar sau, kad arti nuo akiračio vakare randasi saulė S (žiūr. 49 pieš.). Spindulys SO nuo saulės, įeidamas į tankesnius atmosferos sluogsnius, vis smarkiau ir smarkiau užlūžta artindamasis prie normaliosios, taip kad eiga spindulių per tankesnius atmosferos sluogsnius sudaro išgaubtą augštyn kreivą liniją. Taigi stebėtojas, kuris randasi taške P, akiraty HH pamatys saulę išilgai linijos PS_1, kuri linija bus tąsa paskutiniame

atmosferos sluogsnyje užlūžusio spindulio (jis pamatys saulę linija PS_1, kuri bus liečiamoji linija kreivosios SP taške P). Žodžiais, saulė atrodys stebėtojui žymiai augščiau akiračio negu ji iš tikrųjų yra. Taigi nustatant saulės ir žvaigždžių kampų augštumus akiračio atžvilgiu reikia šitą dalyką turėti galvoj ir padaryti reikalingą pataisą del refrakcijos. Iš to, kas čia pasakyta, aišku taip pat, kad mes dar matome saulę vakare tada, kada ji jau yra žemiau akiračio, vadinasi, jau yra nusileidusi. Taip pat iš ryto jau mes pamatome saulę tada, kada ji dar nėra užtekėjusi ir randasi dar žemiau akiračio. Taigi dėka šviesos refrakcijos žemesniuose atmosferos sluogsniuose mūsų diena yra ilgesnė. Ir ištemptas padidintas vaizdas nusileidžiančios (užtekančios) saulės ir nusileidžiančio arba užtekančio mėnulio irgi yra šviesos refrakcijos vaisius žemesniuose atmosferos sluogsniuose, imant dar domėn, kad tada spinduliai eina labai nuožulniai, gangreit šliaušdami akiračio plotme.

49 pieš.

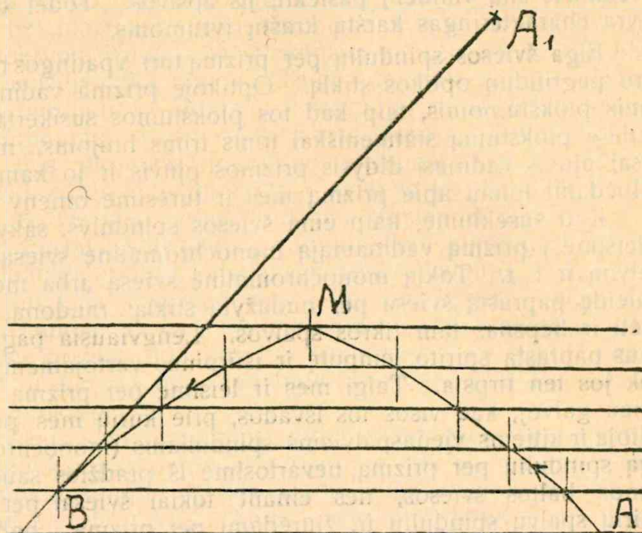
Eiga šviesos spindulių per vis tankiausius ir optiškai tankesnius sluogsnius galima demonstruoti tokiu būdu (žiūr. 50 pieš.). Įpilsime į platesnį indą sluogsnį, sakysime, druskos skiedinio, truputį nudažyto fluoresceinu. Ant šito sluogsnio užpilsime atsargiai kitą sluogsnį druskos skiedinio, bet mažesnės koncentracijos, ant šito užpilsime trečią sluogsnį dar silpnesnės koncentracijos ir t. t. (visi tie sluogsniai iš anksto turi būti nudažyti fluoresceinu). Paleisime dabar į skystimo paviršių spindulį SO. Įeidamas į skystimą jis užlūš ir slinkdamas toliau užlūš vis labiau ir labiau artindamasis prie statmens. Linija OP, kuria slinks spindulys per sluogsnius vis didesnio ir didesnio tankumo, bus aiškiai matoma, kaipo gražus žalias kreivas takas dėka fluoresceino. Pasiekęs tašką P, spindulys atšoks nuo indo dugno ir dabar eis augštyn pereidamas iš eilės iš tankesnių į retesnius sluogsnius ir vis labiau ir labiau atsilenkdamas nuo normalaus. Ir čia mes turėsime kreivą liniją, kurią aiškiai matysime kaipo žalią taką dėka fluoresceino. Bet šita linija bus išgaubta į dešinę pusę ir augštyn, tuomet kaip pirmoji linija OP bus išgaubta į kairę pusę.

50 pieš.

Panaši spindulių eiga ir jų pilnas vidaus atspindis pereinant iš tankesnio į retesnį sluogsnį dažnai būna priežastimi gražių ir įdomių, bet apgaulingų fenomenų atmosferoje.

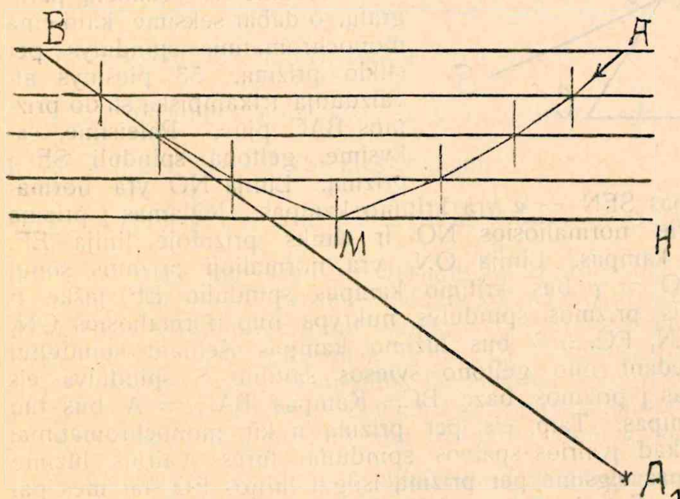
Šiltuose kraštuose, lygiai kaip ir ašigalių srityse ant jūros paviršiaus daug šalčiau kaip augščiau. Taigi artimesni nuo okeano paviršiaus atmosferos sluogsniai yra tankesni kaip augštesni atmosferos sluogsniai. Tebūnie taške A (žiūr. 51 pieš.) garlaivis jūros paviršiuje. Stebėtojas taške B tam pačiam jūros paviršiuj dažnai mato augštai kabantį garlaivio atvirkščią vaizdą, dažnai, be šito vaizdo, matomas kitas tiesiogi-

nis vaizdas ir net trečias vėl atvirkščias. Aišku, kad galima pamatyti kabantį ore visą miestą ar kokį kalną, kuris randasi jūros saloj arba ant jūros kranto. Dalykas tas, kad spindulys, išėjęs iš taško A ir eidamas iš tankesnių į retesnius sluogsnius, vis labiau ir labiau nukrypdamas nuo statmens pasiekia tokį sluogsnį M, kur jo kritimo kampas yra lygus ribos visiško vidaus atspindžio kampui, ir tada jis taške M nuo šito sluogsnio atsimuša. Atsimušęs jis dabar eina iš retesnių į tankesnius sluogsnius artindamasis prie normaliosios, bet eina tokia pat kreiva linija kaip ir AM, tik išgaubta į kitą pusę. Kada atšokusis spindulys MB pasiekia stebėtojo akį taške B, tai stebėtojas mato taško A vaizdą, atšokusį nuo paviršiaus MM kaip nuo plokščio veidrodžio. Vadinasi, mato atvirkščią vaizdą taško A taške A_1 augščiau tos lygumos AB, kurioje randasi taškas A ir stebėtojas B. Labai dažnai galima pastebėti šitą fenomeną Sicilijos ir Kalabrijos pakraščiuose. Liaudis mano, kad tuos dalykus daranti burtininkė (feja) Morgana, ir todel liaudis vadina šitą fenomeną Fata Morgana. Šaltuose kraštuose, ypač ašigalių srityse, irgi dažnai galima matyti panašių dalykų. Jūrininkai vadina tokį fenomeną Kimmu, arba jūros burtais.



51 pieš,

Panašus fenomenas, tiktai atvirkščias, esti dažnai karštų kraštų tyrumose, kaip, pavyzdžiui, Sacharoje. Čia žemesni oro sluogsniai labiau įkaitę ir retesni, kaip augštesni sluogsniai. Todel spindulys, eidamas iš tankesnių augštesnių sluogsnių į žemesnius, irgi eina kreiva linija, tik išgaubta žemyn, ir pagaliau visiškai iš vidaus atsimuša pasiekęs viename iš žemesnių sluogsnių ribos kritimo kampą. Tegu augščiau akiračio linijos HH randasi objektas A (žiūr. 52 pieš.). Spindulys AM, pereidamas iš tankesnių vis į retesnius ir retesnius atmosferos sluogsnius, išsigaubia į dešinę pusę žemyn ir pasiekęs taške M ribos kritimo kampą nebepereina į kitą retesnį atmosferos sluogsnį, bet atšoka slinkdamas dabar augštyn ir išsigaubdamas į kairę pusę žemyn. Taigi stebėtojas taške M akiraty arba augščiau taške B_1 pamatys atvirkščią objekto A vaizdą (taške A_1) žemiau objekto. Kadangi ir dangaus vaizdą jis pamatys žemiau objekto vaizdo,

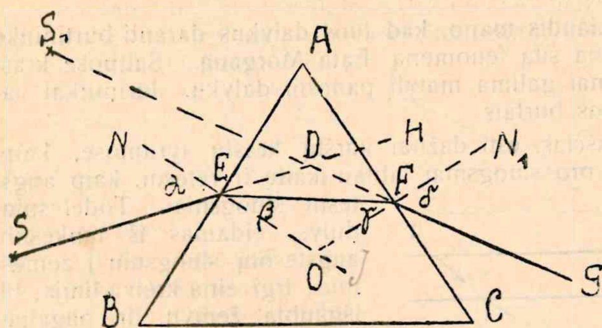


52 pieš.

tai jam atrodys, kad jis mato sėdybą arba net ir miestą su palmomis vandens paviršiuj, laikydamas dangaus vaizdą per vandens paviršių, ir nesuprasdamas, kas čia yra, jis džiaugsis savim ir savo gyvuliais pamatęs netoli vandenį. Bet, žinoma, norėdamas šitą vandenį pasiekti, jis apsivils. Todel šitas fenomenas vadinasi miražas ir yra charakteringas karštų kraštų tyrumoms.

Eiga šviesos spindulių per prizmą turi ypatingos reikšmės optikoje, nes prizma sudaro pagrindinį optikos stiklą. Optikoje prizma vadinamas aplamai kūnas, apribotas trimis plokštumomis, taip kad tos plokštumos susikerta trimis lygiagretėmis linijomis. Nutiesę plokštumą statmeniškai toms trims linijoms, mes gausime trikampišką pjūvį. Tasai pjūvis vadinasi didysis prizmos pjūvis ir jo kampai vadinasi prizmos kampais. Kalbėdami toliau apie prizmą mes ir turėsime omeny tokį trikampišką pjūvį.

Kad susektume, kaip eina šviesos spindulys, sakysime, per stiklo prizmą, mes paleisime į prizmą vadinamąją monochromatinę šviesą: raudoną, geltoną, žalia arba mėlyną ir t. t. Tokią monochromatinę šviesą arba monochromatinį spindulį gausime praleidę paprastą šviesą per nudažytą stiklą: raudoną, geltoną, žalią ir t. t. Galima turėti ir liepsnas tam tikros spalvos. Lengviausia pagaminti sau geltoną liepsną, paėmus paprastą spirito lemputę ir ištirpinus vartojamam spirite tiek paprastos druskos, kiek jos ten tirpsta. Taigi mes ir leisime per prizmą geltonus spindulius, turėdami tačiau galvoj, kad visos tos išvados, prie kurių mes prieisime del geltonų spindulių, galioja ir kitiems vienaspalviams spinduliams (monochromatiniams). Mes, nagrinėdami eigą spindulių per prizmą, nevartosime iš pradžios saulės šviesos arba aplamai vadinamos baltos šviesos, nes einant tokiai šviesai per prizmą ji išsisklaido į visą eilę įvairių spalvų spindulių ir, žiūrėdami per prizmą į baltai nušviestą objektą, mes gauname įspūdį, kad tas objektas nudažytas laumės juostos (vaivorykštės) spalvomis. Šitas fenomenas vadinasi optikoje šviesos dispersija ir kaipo tos dispersijos vaisių mes gauname laumės juostos spalvomis nudažytus vaizdus, kurie vadinasi spektrai. Šviesos dispersiją ir spektrus mes nagrinėsime smulkiau viename iš sekančių paragrafų, o dabar seksime, kaip eina monochromatinis spindulys per stiklo prizmą. 53 piešinys atvaizduoja trikampišką stiklo prizmos BAC pjūvį. Paleisime, sakysime, geltoną spindulį SE į prizmą. Linija NO yra normalioji prizmos šonui BA, ir kampas SEN $= \alpha$ yra kritimo kampas. Įeidamas į prizmą spindulys lūš artindamasis prie normaliosios NO ir slinks prizmoje linija EF. Kampas FEO $= \beta$ bus lūžimo kampas. Linija ON_1 yra normalioji prizmos šonui AC ir, vadinasi, kampas EFO $= \gamma$ bus kritimo kampas spindulio EF taške F prizmos šono AC. Išeidamas iš prizmos spindulys nukryps nuo normaliosios ON_1 ir slinks linija FG. Kampas N_1 FG $= \delta$ bus lūžimo kampas išeinant spinduliui iš prizmos į orą. Taigi pradedant nuo geltono šviesos šaltinio S spindulys eis laužta linija SEFG užlenkdamas į prizmos bazę BC. Kampas BAC $=$ A bus tuo atveju prizmos laužiamasai kampas. Taip eis per prizmą ir kiti monochromatiniai spinduliai, su tuo tik skirtumu, kad įvairios spalvos spinduliai turės įvairius lūžimo koeficientus. Jeigu mes dabar pažvelgsime per prizmą išilgai linijos FG, tai mes pamatysime vaizdą geltonos šviesos S taške S_1 žymiai augščiau. Kampas HDG $=$ D tarp pirmutinės spindulio krypties SEDH ir krypties $GFDS_1$, perėjus jam per prizmą, vadinasi nuokrypio kampas. Jeigu spindulys SE kris į prizmos šoną BA didesniu kampu kaip α, tai jis ir iš prizmos išeis didesniu kampu kaip δ ir, vadinasi, nuokrypis nuo pirmutinės spindulio krypties bus didesnis. Mes pamatysime vaizdą S_1 dar augš-



53 pieš,

čiau. Mažinant kritimo kampą, mažės ir išėjimo kampas δ. Vadinasi, mažės nuokrypis, ir vaizdas S_1 artinsis prie objekto S. Mas galime mažinti kritimo kampą α sukant prizmą apie ašį, kuri eina statmeniškai plokšmei BAC iš dešinės į kairę pusę. Sekdami kaip mainosi vaizdo S_1 buklės objekto S atžvilgiu, mes pastebėsime, kad vaizdas kurį laiką artinasi prie objekto, bet mažinant toliau kritimo kampą α vaizdas vėl ima tolti nuo objekto. Vadinasi, nuokrypio kampas D iš pradžios mažėja mažėjant kampui α, bet toliau vėl ima didėti mažėjant kampui α. Taigi nuokrypio kampas D mažinant kritimo kampą α pasiekia minimumą. Nesunku surasti prizmos būklę, kurioj nuokrypio kampas D pasieks minimumą. Prizma sukama ta prasme, kad vaizdas S_1 artintųsi prie objekto S. Kada bus pasiektas minimum atstumas tarp objekto ir vaizdo (vadinasi, kada bus pasiektas minimum nuokrypio kampas D), tai tada vaizdas S_1 vėl ims tolti nuo objekto S, vis vien, ar mes suksime prizmą iš dešinės į kairę pusę, ar iš kairės į dešinę pusę. Fiksavę šitą padėtį, mes turėsime minimum nuokrypį spinduliui SE. Išmatavę tokioj būklėj kritimo kampą α ir išėjimo kampą δ, mes konstatuosime, kad jie yra lygūs. Bet tada ir kampai β ir γ irgi bus lygūs. Taigi tokia prizmos būklė, kurioj nuokrypio kampas D pasiekia minimum vertę, vadinasi simetriška būklė, ir eiga spindulio per prizmą tada bus irgi simetriška. Vartojant prizmą kaipo optikos stiklą, ji visuomet nustatoma taip, kad būtų simetriškoji būklė, vadinasi, kad duotų spinduliui minimum nuokrypį.

Pasistengsime dabar teoretiškais samprotavimais įrodyti, kad kiekvienai prizmai yra tokia būklė, kurioj nuokrypio kampas pasiekia minimumą. Iš 53 piešinio išeina, kad $\angle N_1OI =$ prizmos laužiamajam kampui A, nes tie du kampai sudaryti atitinkamai statmeniškais šonais ($NI \perp AB$ ir $ON_1 \perp AC$). Antra vertus $\angle N_1OI = \beta + \gamma$, nes tas kampas bus išorinis trikampio OEF kampams β ir γ. Taigi je turėsime $A = \beta + \gamma$ (1).

Taip pat $\angle HDG = D$ bus išorinis kampams $DEF = \alpha - \beta$ ir $DFE = \delta - \gamma$. Taigi $D = \alpha - \beta + \delta - \gamma = \alpha + \delta - (\beta + \gamma) = \alpha + \delta - A$ (2).

Toliau pritaikinę šviesos lūžimo dėsnius, mes turėsime:

$$\sin\delta = n \sin\gamma \quad (3)$$
$$\gamma = A - \beta \quad (4)$$
$$\sin\beta = \frac{1}{n}\sin\alpha \quad (5)$$

Iš lygčių (3) ir (4) išeina $\sin\delta = n\sin(A - \beta) = n\sin A\cos\beta - n\cos A\sin\beta$.

Iš (5) lygties išeina $\cos\beta = \sqrt{1 - \sin^2\beta} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2\alpha}{n^2}}$. Taigi pakeitę $\cos\beta$ ir $\sin\beta$ jų vertėmis iš (5) mes gausime:

$$\sin\delta = n\sin A\sqrt{1 - \frac{\sin^2\alpha}{n^2}} - \frac{n\cos A\sin\alpha}{n} = \sin A\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \cos A\sin\alpha \quad (6).$$

Šita lygtimi galima iš anksto apskaityti išėjimo kampą δ, jeigu mes žinome prizmos laužiamąjį kampą A, prizmos lūžimo koeficientą n (kuris pareina nuo prizmos medžiagos) ir spindulio kritimo kampą. O suradę δ mes iš anksto galime apskaityti, koksai bus nuokrypio kampas D, nes tasai kampas pareina nuo kritimo kampo α, nuo išėjimo kampo δ ir nuo prizmos laužiamojo kampo A, kaip tai matyti iš lygties (2) $D = \alpha + \delta - A$. Kadangi laužiamasai kampas duotos prizmos yra nuolatinis kampas, o išėjimo kampas δ pareina nuo kritimo kampo α, tai šitoje lygtyje mes turime D kaipo funkciją α ir, vadinasi, minimumui D galioja sąlyga: $\frac{dD}{d\alpha} = 0$.

Iš $D = \alpha + \delta - A$ išeina $dD = d\alpha + d\delta$, arba $\frac{dD}{d\alpha} = 1 + \frac{d\delta}{d\alpha} = 0$, iš kur $\frac{d\delta}{d\alpha} = -1$ kaipo minimum nuokrypio sąlyga.

Diferencijuodami iš eilės lygtis (3), (4) ir (5) mes gausime:

$$\cos\delta\, d\delta = n\cos\gamma\, d\gamma.$$
$$d\gamma = -d\beta$$
$$\cos\beta\, d\beta = \frac{1}{n}\cos\alpha\, d\alpha.$$

Padauginę tarpusavy kairiąsias ir dešiniąsias tų lygčių puses, mes gausime tokią diferencinę lygtį:

$$\cos\delta\, d\delta\, d\gamma \cos\beta\, d\beta = -\frac{n}{n}\cos\gamma\, d\gamma\, d\beta \cos\alpha\, d\alpha$$

arba sutrumpinę per $d\gamma\, d\beta$ turėsime:

$$\cos\delta \cos\beta\, d\delta = -\cos\gamma\cos\alpha\, d\alpha.$$

Iš to išeina $\frac{d\delta}{d\alpha} = -\frac{\cos\gamma\cos\alpha}{\cos\delta\cos\beta} = -1.$

O iš to išeina $\frac{\cos\alpha}{\cos\delta} = \frac{\cos\beta}{\cos\gamma}$, arba $\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\delta} = \frac{\cos^2\beta}{\cos^2\gamma}$,

arba $\frac{1-\sin^2\alpha}{1-\sin^2\delta} = \frac{1-\sin^2\beta}{1-\sin^2\gamma} = \frac{1-\frac{\sin^2\alpha}{n^2}}{1-\frac{\sin^2\delta}{n^2}}$,

turint galvoj, kad $\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n}$ ir $\sin\gamma = \frac{\sin\delta}{n}$

Taigi pagaliau mes turėsime:

$$\frac{1-\sin^2\alpha}{1-\sin^2\delta} = \frac{n^2-\sin^2\alpha}{n^2-\sin^2\delta}.$$

Ta lygtis galima tik tada, kada $\sin^2 a = \sin^2\delta$, arba kada $\alpha = \delta$ ir $\beta = \gamma$. Vadinasi, tokia prizmos būklė, kurioj nuokrypio kampas D bus minimumas, ne tik galima, bet ir būtina, jeigu bus išpildytos nurodytos čia sąlygos. Dabar mes galime nustatyti pagrindinę prizmos formulą, turint galvoj simetrišką prizmos būklę. Tokiai būklei galioja $\alpha = \delta$ ir $\beta = \gamma$. Vadinasi, tada $A = 2\beta$ ir $D = 2\alpha - A$.

Iš to išeina $\alpha = \frac{D+A}{2}$ ir $\beta = \frac{A}{2}$. Taigi $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin\left(\frac{D+A}{2}\right)}{\sin\frac{A}{2}}$.

Tai ir bus pagrindinė prizmos formula, esant simetriškoj prizmos būklėj. Ta formula įgalina surasti prizmos medžiagos lūžimo koeficientą n, išmatavus prizmos laužiamąjį kampą A, sakysime, refleks-goniometru, ir tuo pačiu aparatu suradus minimum nuokrypio kampą D, ir atbulai, žinant prizmos laužiamąjį kampą ir jos medžiagos lūžimo koeficientą, šita formula galima iš anksto apskaičiuoti nuokrypio kampą D.

Kada laužiamasai prizmos kampas yra mažas, tai sinų santykis galima pakeisti kampų santykiu, ir tada mes turėsime $n = \frac{D+A}{A}$, arba $An = D + A$, arba $\mathbf{D = A\,(n-1)}$. Ta lygtis irgi svarbi, nes dažniausiai vartojamos prizmos nedideliais lūžimo kampais. Be to, lygtis bus naudinga nagrinėjant optikos stiklų kreivais paviršiais savumus arba vadinamųjų lęšių savumus.

Mes jau žinome, kad būna tokių atsitikimų, kada šviesos spindulys neišeina iš tankesnio mediumo į retesnį. Vadinasi, būna tokių atsitikimų, kada spindulys, patekęs į prizmą, neišeina iš jos, bet visiškai iš vidaus atspindi. Tai įvyksta tada, kada kampas γ (žiūr. 53 pieš.) darosi truputį didesnis kaip ribos visiško vidaus atspindžio kampas prizmos medžiagai. Taigi pažiūrėsime, kuriomis sąlygomis aplamai spindulys pereina per prizmą. Pažymėsime ribos kampą prizmos medžiagai raide L.

Tad $\sin L = \frac{1}{n}$. Iš $\gamma = A - \beta$ išeina, kad γ didėja mažėjant β ir, vadinasi, mažėjant α. Kada $\alpha = 90^0$, tai $\beta = L$, ir jeigu tuomet $\gamma = L$, tai mes turėsime $\beta + \gamma = 2L = A$. Taigi jeigu $A > 2L$, tai nė vienas spindulys, patekęs į prizmą, neišeina iš jos. Laikysime kritimo kampus teigiamais visiems spinduliams, kurie, sakysime, randasi žemyn nuo normaliosios NO, ir neigiamais tiems, kurie randasi augštyn. Kada $\alpha = 0$, tai ir $\beta = 0$, ir jeigu tada $\gamma = L$, tai tada ir $L = A$. Iš to išeina, kad jeigu $A < 2L > L$, tai kai kurie teigiami spinduliai, bet ne visi, pereina per prizmą, jeigu gi $A = L$, tai pereina visi teigiami spinduliai, ir pagaliau jeigu $A < L$, tai pereina ne tik teigiami, bet ir neigiami spinduliai (vadinasi, spinduliai iš kitos normaliosios pusės).

Aplamai kiekvienam prizmos laužiamajam kampui A yra ribos kampas $\gamma = L$, arba, kitaip sakant, $\delta = 90^0$. Taigi spinduliai, kuriems $\alpha = \delta$, per prizmą nebepereina. Mes tada turėsime $\delta = 90^0$, ir jeigu $\alpha = \delta$, tada $\sin \delta = A\sqrt{n^2 - 1} - \cos A$.

Iš to išeina: $A = 2L$, jeigu $\delta = 90^0$
ir $A = L$, jeigu $\delta = 0$.

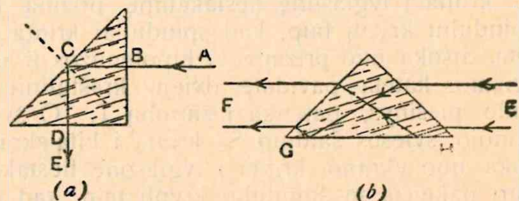
Paėmus prizmą iš kronglaso (vienas iš geriausios rūšies stiklų), ribos kampas tai prizmai bus $L = 40^0 50'$ geltoniems spinduliams. Taigi kronglaso prizma darosi nebepermatoma (nebepraleidžia spindulių), kada $A > 81^0 40'$.

O paėmus prizmą iš flintglaso (kita rūšis geriausio optikos stiklo), ribos kampas tai prizmai $L = 35^0$ geltoniems spinduliams, Vadinasi, flintglaso prizma bus nebepermatoma, kada $A > 70^0$.

5 §. Optikos aparatai, kurie remiasi visišku šviesos vidaus atspindžiu. Stačiakampė prizma spindulių krypčiai pakeisti. Camera Lucida. Brodhun - Lummerio fotometras. Aparatai lūžimo koeficientui surasti. Refleks - goniometras. Kohlrauscho total - reflektometras ir Pulfricho refraktometras.

Visiškos vidaus šviesos atspindis yra plačiai pritaikinamas įvairiuose optikos aparatuose, ypač aparatuose, kurie vartojami lūžimo koeficientui nustatyti.

Labai dažnai visišku vidaus šviesos atspindžiu lygiašonėje tieskampėje prizmoje naudojamasi, kada norima pakeisti kryptis spindulių, sakysime, gulsčia kryptimi slenkančius spindulius atlenkus į vertikalią kryptį augštyn ar žemyn. 54 piešinys a rodo, kad gulsčiai einąs spindulys AB, krisdamas statmeniškai į tiesakampės prizmos šoną katetą, įeina į prizmą neperlūžęs. Aišku, kad tas spindulys krinta į prizmos šoną hipotenūzos kampu 45^0, nes prizma lygiašonė. Kadangi stiklui visiško vidaus atspindžio ribos kampas yra $41^0 50'$, tai spindulys ABC neišeina iš prizmos per jos šoną - hypotenūzą, bet atsimuša nuo to šono, krinta į šoną katetą D statmeniškai ir išeina per tą šoną laukan, eidamas dabar stačiai žemyn. Iš to, kad prizma tiesiakampė ir lygiašonė, išeina, kad jos aštrūs kampai yra po 45^0 ir iš to jau išeina, kad spindulys, atšokęs nuo C, krintą į D tiesiu kampu. Taigi čia mes turime spindulio AB krypties pakeitimą iš gulsčios į vertikalę žemyn. Nesunku suprasti, kad apvertus prizmos šoną D augštyn, spindulio kryptis pasidarys vertikali, atkreipta augštyn. Ir atbulai, tokia prizma galima pakeisti spindulių vertikalinę kryptį gulsčia.

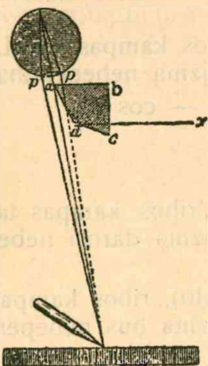


54 pieš.

Kaip mes vėliau pasipažinsime, teleskopuose paprastai susidaro atvirkščias objekto vaizdas. Tai nepatogu sekant teleskopu objektus ant žemės. Reikia toksai at-

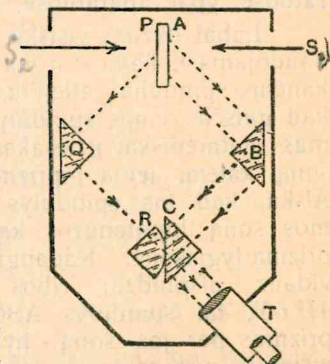
virkščias vaizdas ištiesti. Tai atsiekiama lygiašonės tiesiakampės prizmos pagalba, kaip rodo 54 pieš. b. Spindulių pluoštas E krinta į prizmos šoną katetą, įeina į prizmą lūždamas, atšoka nuo prizmos hypotenūzos GH, taip kad viršutinė pluošto E dalis tampa apatine, o apatinė viršutine, ir todel išėjęs iš prizmos spindulių pluoštas F bus ištiestas iš atžvilgio į spindulį E. Vadinas, jeigu spinduliai, kurie krinta į prizmą iš pusės E, eina nuo atvirkščio vaizdo, tai išėję iš prizmos spinduliai F duos ištiestą vaizdą.

Camera Lucida, dažnai vartojama menininkų kokiam nors objektui kopijuoti, yra ne kas kita, kaip keturkampė stiklo prizma a, b, c, d, kurią atvaizduoja 55 piešinys. Kampas b tiesus (90^0), kampas d bukas ir lygus 135^0, o kampai a ir c lygūs tarpusavy ir kiekvienas lygus 67^{0}30'. Tekrintie į tokios prizmos šoną bc statmeniškai spindulys xc nuo kokio nors prigimties objekto: medžio, bokšto, kalnelio ir panašiai. Tasai spindulys eis į prizmą neužlūždamas ir kris į šoną dc kampu 67,5^0, vadinasi, žymiai didesniu kampu kaip paprasto stiklo visiško vidaus atspindžio ribos kampas (41^{0}50'). Todel tas spindulys atšoks nuo šono cd ir atšokęs kris į šoną ad kampu irgi 67,5^0. Todel atšokęs S nuo šito šono, kris į šoną ab jau tiesiu kampu, ir todel išeis per šitą šoną laukan ir įeis į akį per lėlytę pp. Patalpinę po prizma apačioj tam tikro atstumo nuo prizmos popieriaus lapą ir žiūrėdami per prizmos krantą a mes pamatysime popieriuje tikrą objekto kopiją net su prigimties spalvomis, nuo kurio eina pluoštas spindulių x, nes tas pluoštas, išėjęs iš prizmos, eis į akį taip, kad, tarytum, jis ateina nuo popieriaus. Taigi pieštuku galima apvesti vaizdo konturus, nes per prizmos krantą a galima žiūrėti taip, kad matytųs tuo pačiu laiku ir pieštuko galas ir vaizdas. Aprašyta čia prizma vadinasi Wollaston'o Camera - Lucida. Bet reikia pasakyti, kad tokį stiklą prigimties objektams kopijuoti jau vartojo didis dailininkas Leonardo da Vinci.



55 pieš.

Vienas iš geriausių fotometrų, būtent, Brodhun - Lummerio fotometras, kurį atvaizduoja 56 piešinys, irgi remiasi visišku šviesos vidaus atspindžiu. Esminę to fotometro dalį sudaro dvi tiesiakampės prizmos R ir C. Hipotenūza prizmos R truputį išgaubta ir jos vidurys nušlifuotas plokščiai, taip kad šita plokščia nušlifuota vieta prizmos R randasi kontakte su prizmos C hipotenūza. Viršum šitų prizmų randasi baltas ekranas (baltais dažais nudažytas) PA. Šviesa nuo standarto S_1 krinta, kaip rodo piešinys, į vieną ekrano pusę, atšoka nuo jo, krinta į lygiašonę tiesiakampę prizmą B, kuri pakeičia spindulių kryptį taip, kad spinduliai krinta į prizmos C katetą, atšoka nuo prizmos C hipotenūzos ir išėję per kitą tos prizmos katetą pavidale dviejų kraštutinių spindulių, kaip rodo piešinys, patenka į žiūroną T. O šviesa nuo matuojamojo šviesos šaltinio S_2 krinta į kitą ekrano PA pusę, atšoka nuo ekrano, krinta į lygiašonę tiesiakampę prizmą Q, kuri pakeičia to spindulio kryptį taip, kad išėjęs iš prizmos Q tas spindulys arba spindulių pluoštas krinta į prizmą R tiesiu kampu ir įėjęs į prizmą patenka į plokščiai nušlifuotą vietą. Kadangi šitoje vietoje abiejų prizmų R ir C plokšmės sulipdytos Kanados balzamu, tai mes čia turime kaip ir plokštelę, apribotą lygiagrečiomis plokšmėmis, ir todel spindulys pereina per abidvi prizmas šitoje vietoje nekeisdamas savo krypties. Dalykas tas, kad prizmos C ir R pastatytos taip, kad jų katetai R ir C sudaro tiesų kampą, kitaip sakant, apatinis prizmos C katetas eina lygiagrečiai viršutiniam prizmos R katetui. Taigi spindulys QR, įėjęs į prizmą C, krinta į jos katetą tiesiu kampu ir, vadinasi, išeina iš jos nelūždamas. Piešiny tai bus vidurinis spindulys. Todel žiūrone T mes matysime du vaizdu: viduriniį pavidalu ra-

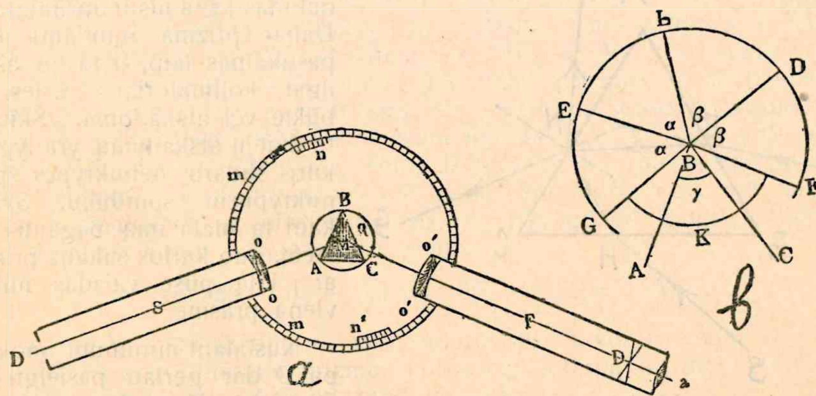


56 pieš.

tuko nuo kairiosios pusės ekrano PA ir išorinį pavidalu grandies arba žiedo apie ratuką nuo dešiniosios pusės ekrano PA. Jeigu abi ekrano pusės nušviestos vienodai, mes neatskirsime grandies nuo ratuko — turėsime įspūdį vieno vaizdo rato pavidalu. Jeigu kairioji ekrano pusė bus nušviesta smarkiau, vidurinis ratukas bus šviesesnis, grandis bus tamsesnė. Atbulai, jeigu dešinioji ekrano pusė bus smarkiau nušviesta, vidurinis ratukas bus tamsesnis, išorinė grandis bus šviesesnė. Keičiant ekrano būklę tarp S_1 ir S_2 atsiekiama lygybė nušvietimo jo abiejų pusių. Apie tai sprendžiama iš susiliejimo grandies ir ratuko vaizdų žiūrone į vieną vienodai apšviestą vaizdą, Visos čia aprašytos Brodhun'o - Lummerio fotometro dalys paprastai talpinamos tam tikroje kameroje su langeliais, pro kuriuos šviesa nuo S_1 ir S_2 gali patekti į ekraną. Su ta kamera sujungtas žiūronas T, kurio objektyvas atkreiptas į apatinį prizmos C katetą. Visas aparatas įdedamas į statyvą ant platformos, kuri aprūpinta ratukais. Taigi visą aparatą galima ant dviejų cilindriškų vėžių stumti į vieną ir į kitą pusę. Vienas iš tų vėžių vaidina skalės vaidmenį ir padalintas į milimetrus. Šviesos standartas S_1 ir šviesos šaltinis S_2 įdėti irgi į štatyvus ant platformų su ratukais, taip kad reikalui esant ir juos galima stumti į vieną ir į kitą pusę išilgai skalės. Bet paprastai S_1 ir S_2 nustatomi tam tikrose būklėse, o fotometras stumiamas tarp jų į vieną arba į kitą pusę, pakol išnyks žiūrone skirtumas vaizdų nuo dešinės ir kairės ekrano pusių. Išnykus tam skirtumui, mes žinosime, kad abi pusės ekrano vienodai nušviestos. Atskaitę atstumus nuo fotometro ligi S_1 ir S_2, tų atstumų kvadratai santykiuos kaip šviesos stiprumai arba skaidrumas standarto S_1 ir tiriamojo šaltinio S_2.

2 § aprašytas refleks-goniometras, kuriuo matuojami kampai prizmų ir aplamai kampai tarp dviejų bet kurio kristalo plokšmių (žiūr. 24 pieš.). Tas pats aparatas vartojamas lūžimo koeficientui nustatyti, jeigu mes turime bandomąją medžiagą trikampės prizmos pavidalu.

Iš 4 § mes žinome, kad lūžimo koeficientas $n = \dfrac{\sin\left(\frac{A+D}{2}\right)}{\sin\frac{A}{2}}$. Čia A reiškia prizmos laužiamąjį kampą, o D monochromatinio spindulio minimum nuokrypio kampą. Taigi norint surasti lūžimo koeficientas n, reikia išmatuoti prizmos laužiamasis kampas A ir surasti minimum nuokrypio kampas D. 57 piešinys a ir b duoda refleks-gonio-



57 pieš.

metro vaizdą (a) ir eigą spindulių, matuojant prizmos kampą B kitu, lengvesniu metodu, kaip § 2 aprašyta (žiūr. pieš. b), būtent: goniometro kolimatorius D nustatomas ties prizmos matuojamuoju kampu B, kad pluoštas lygiagrečių spindulių, išeinąs iš kolimatoriaus, dalinai kristų į prizmos šoną AB, dalinai į šoną BC. EB ir DB (pieš. b) bus statmens prizmos šonams AB ir BC. Taigi spindulių pluoštas LB, kuris išeina iš

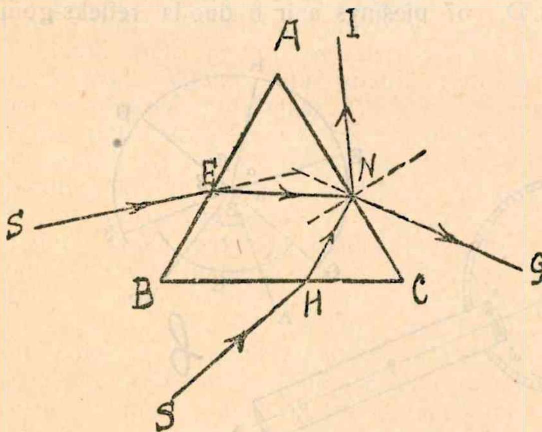
kolimatoriaus, atkreipto į prizmos briauną B, krinta į vieną prizmos šoną kampu α ir atšoka tokiu pat kampu, taip kad atšokęs eina išilgai BG. Į kitą prizmos šoną BC tasai pluoštas LB krinta kampu β ir atšokęs tuo pačiu kampu eina išilgai BF. Taigi palikdami prizmą nejudomą, mes galime žiūronu F matuoti kampą GBF, gavę žiūrone vaizdą nuo atspindžio BF, pasukę žiūroną ir gavę dar vaizdą nuo atspindžio BG. Iš figūros piešinio b išeina, kad $\angle GBF + 2\alpha + 2\beta = 4d$ ir, be to dar,

$$B + ABE + \alpha + \beta + DBC = B + \alpha + \beta + 2d = 4d$$

$$\text{arba } B + \alpha + \beta = 2d, \text{ arba } 2B + 2\alpha + 2\beta = 4d.$$

Palyginę tą paskutinę lygtį su pirmąja, mes gausime: $2B = \angle GBF$ arba $B = \frac{\angle GBF}{2}$. Dažniausiai tuo būdu ir matuojamas prizmos kampas, nes jis yra lengvesnis kaip aprašytas § 2 metodas.

Matuojant lūžimo koeficientą reikia, kaip jau pasakyta, imti monochromatinis spindulys, nes tokie spinduliai charakterizuojami aiškiai apibrėžtų lūžimo koeficientų. Atliekant praktiką laboratorijoje dažniausiai vartojama geltoni spinduliai, kurie gaunami įvedant į liepsną ant platinos auselės kruopelę sodos arba natrijo salietros, arba gaunant spirito liepsną, kurios degtas įmerktas į paprastos druskos skiedinį spirite. Surasti minimum nuokrypio kampą D geltonam spinduliui — tai reiškia surasti simetrišką tokio spindulio eigą per prizmą. Taigi nušviečiant kolimatoriaus plyšį geltona liepsna paleidžiamas į vieną prizmos šoną lygiagrečių geltonų spindulių pluoštas, o žiūronu F iš kitos pusės prizmos (žiūr. pieš. a) ieškomas kolimatoriaus S plyšio vaizdas. Radus šitą vaizdą, prizma sukama ant staliuko arba vidurinio goniometro disko. Sukant prizmą geltoni spinduliai krinta į jos šoną AB kitu kampu ir, vadinasi, išeina per šoną BC irgi kitu kampu, taip kad reikia sukti ir žiūroną F, kad kolimatoriaus plyšio vaizdas pasiliktų žiūrone. Taigi sukdami prizmą ir sekdami žiūronu plyšio vaizdą, mes pasieksime tokią būklę, kad vaizdas slinks į tą pačią pusę, ar mes suksime prizmą į vieną pusę ar į kitą pusę. Tai ir bus minimum nuokrypio būklė. Toje būklėje prizma fiksuojama, ir žiūronas F nustatoma taip, kad jo voratinklio siūlų susikirtimas sutaptų su plyšio vaizdo viduriu arba kad vertikalis siūlas sutaptų su plyšio vaizdo vidurine linija. Žiūrono būklė atskaitoma ant goniometro disko, kuris padalintas į gradus ir aprūpintas nonijum. Dabar prizma nuimama ir žiūronas pasukamas taip, kad jo ašis būtų išilgai kolimatoriaus ašies. Žiūrono būklė vėl atskaitoma. Skirtumas tarp tų dviejų atskaitymų yra lygus kampui, kurį sudaro nenukrypęs spindulys su nukrypusiu spinduliu. Svarbu atliekant tą matavimą pagauti tą kritišką vietą, nuo kurios sukant prizmą į vieną ar į kitą pusę vaizdas nukrypsta tik viena prasme.

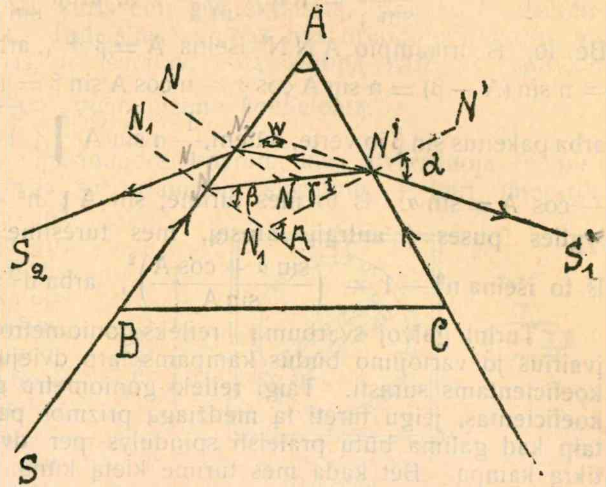


58 pieš.

Nustatant minimum nuokrypio kampą D dar geriau pasielgti taip (žiūr. 58 pieš.). Iš pradžios reikia patalpinti kolimatorių iš kokios nors vienos prizmos pusės, sakysime, AB. Spindulys iš kolimatoriaus S eis išilgai laužtos linijos SENG. Žiūronas nustatomas išilgai NG ir sukant prizmą, kaip jau augščiau pasakyta, tai į vieną tai į kitą pusę, surandama minimum būklė arba simetriška prizmos būklė. Paskui kolimatorius S talpinamas kitoj prizmos šono pusėj, sakysime BC. Spindulys dabar eis išilgai laužtos linijos SHNI. Žiūronas nustatomas išilgai linijos NI ir vėl aprašytu jau būdu surandama prizmos minimum būklė. Taigi atskaičius ant graduoto goniometro

disko su nonijusu būklės žiūrono G ir I ir paėmus tų atskaitymų skirtumą gausime kampą GNI. Kaip rodo piešinys, pusė to kampo ir bus minimum nuokrypio kampas D.

Goniometru galima pasinaudoti norint surasti prizmos lūžimo koeficientą n ir kitu būdu, neieškant minimum nuokrypio būklės, vadinasi, nevartojant kolimatoriaus. Monochromatinės (geltonos) šviesos liepsna talpinama ties bet kuria prizmos briauna taip, kad būtų nušviestas prizmos šonas, sakysime, šonas AB (žiūr. 59 pieš.). Tokiu atveju mes turime vadinamą šliaužiamą įėjimą spindulio į prizmą, nes spindulys SBN šliaužia išilgai prizmos šono AB. Taigi tokio spindulio kritimo kampas bus $S N N_1 = 90^0$. Įeidamas į prizmą spindulys lūžta lūžimo kampu β, krinta į kitą prizmos šoną AC kampu γ ir išeina iš prizmos vėl lūždamas kampu α (žiūr. 59 pieš.). Čia reikia išmatuoti šitą kampą α, kurį sudaro išėjęs iš prizmos spindulys su normaliąja N_1N^1 į prizmos šoną AC. Aišku, kad čia viršum ribos $N^1 S_1$ nebus visiškai šviesos spindulių, ir jie bus tiktai žemiau, pradedant nuo linijos $N^1 S_1$. Taigi žiūrone viena pusė matymo lauko bus tamsesnė, kita šviesesnė, ir žiūronas nustatomas savo siūlų susikirtimu kaip tik šitoj riboj. Nustačius žiūrono būklė atskaitoma ant graduoto goniometro disko. Paskum šviesos šaltinis statomas ties prizmos briauna C taip, kad būtų nušviestas kitas prizmos šonas AC, vadinasi, kad čia dabar būtų šliaužiamas spindulio įėjimas į prizmą. Aišku, kad spindulys, įeidamas į prizmą, užlūš ir čia tuo pačiu kampu β, kaip ir įeidamas per šoną AB, kris į kitą prizmos šoną kampu γ ir išeis iš prizmos eidamas išilgai linijos $N_2 S_2$. Žiūronas, sukamas ant disko ir nustatomas išilgai spindulio $N_2 S_2$ kaip tik vėl tamsioj ir nušviestoj matymo lauko dalių riboj. Aišku, kad skirtumas dviejų žiūrono būklės atskaitymų (S_1 ir S_2) duos kampą $S_1 W S_2 = W$, kurį sudaro spindulių kryptis, išeinant jiems per vieną arba per kitą prizmos šoną (spindulių S_1N^1 ir $S_2 N_2$ kryptis). Ištiesę abidvi normaliąsias NN į prizmos šonus iki susikertant taške A, mes gausime keturkampį NAN^1W, kuriam galioja: $\alpha + W + \alpha + 180 - A = 360$, nes čia spindulys $N_2 S_2$ (žiūr. 59 pieš.) išeina iš prizmos tuo pačiu kampu α kaip ir iš kitos pusės prizmos. O tasai kampas yra lygus kampui $N_1 N S_2$, nes linijos $N N_2$ ir $N_1 A$, kaipo normaliosios prizmos šonui AB, yra lygiagretės. Taigi ir kampas ANW yra lygus α. Iš augščiau duotosios lygties išeina:



59 pieš.

$$2\alpha = 180 - (w - A); \quad \alpha = 90^0 - \frac{1}{2}(w - A).$$

Tokiu būdu suradę žiūronu kampą w, kurį sudaro spinduliai, išeidami per vieną ir per kitą prizmos šoną ir žinodami prizmos laužiamąjį kampą A, mes galime apskaityti kampą α tarp normaliosios AN^1 ir spindulio N^1S_1.

Tas kampas α galima surasti paprastesniu būdu tuo atveju, kada žiūronas esti su tam tikru prietaisu (sakysime, prizma arba veidrodžiu, pastatytu kampu 45^0), kad nušviestų žiūrono siūlus. Tuo atveju mes galime gauti žiūrono siūlų atspindžio vaizdą nuo to prizmos šono, į kurį atkreiptas žiūrono objektyvas. Jeigu prizmos šonas patalpintas ne statmeniškai žiūrono optikos ašiai, tai tasai siūlų atspindžio vaizdas nesutaps su tiesioginiu siūlų vaizdu, kurį mes turime žiūrone. Vadinasi, reikia keisti prizmos būklė arba žiūrono būklė, pakol tie vaizdai sutaps taip, kad nebebus paralakso žiūrint

akim įvairiomis kryptimis, kitaip sakant, pakol mes turėsime žiūrone tik vieną siūlų vaizdą. Ta žiūrono būklė bus normalė (statmena) prizmos šonui būklė. Atlenkus dabar žiūroną ligi ribos tarp tamsios ir šviesios matymo lauko pusių mes nustatysime žiūroną išilgai spindulio $N'S_1$. Aišku, kad skirtumas dviejų atskaitymų duos mums čia kampą α.

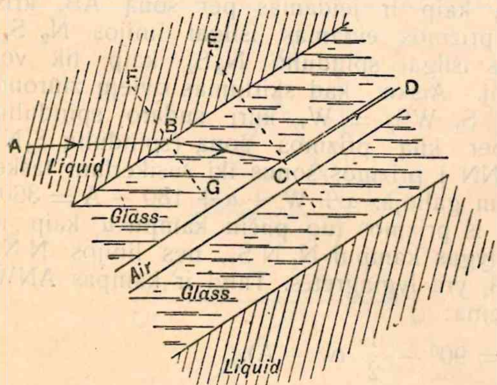
Eidami lūžimo dėsniais, mes turime:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = n \text{ ir } \frac{\sin 90^0}{\sin\beta} = n, \text{ arba } \frac{1}{\sin\beta} = n, \text{ arba } \sin\beta = \frac{1}{n}.$$

Be to, iš trikampio A N N' išeina $A = \beta + \gamma$, arba $\gamma = A - \beta$. Taigi $\sin\alpha = n\sin\gamma =$ $= n\sin(A-\beta) = n\sin A\cos\beta - n\cos A\sin\beta = n\sin A\sqrt{1-\sin^2 B} - n\cos A\sin\beta$, arba pakeitus $\sin\beta$ jo verte, būtent, $\frac{1}{n}$ $n\sin A\sqrt{1-\frac{1}{n^2}} - \cos A = \sin A\sqrt{n^2-1} -$ $-\cos A = \sin\alpha$. Iš to mes turime; $\sin A\sqrt{n^2-1} = \sin\alpha + \cos A$. Pakėlę abi lygties puses į antrąjį laipsnį, mes turėsime: $\sin^2 A\,(n^2-1) = (\sin\alpha + \cos A)^2$.

Iš to išeina $n^2 - 1 = \left(\frac{\sin\alpha + \cos A}{\sin A}\right)^2$, arba $n^2 = 1 + \left(\frac{\sin\alpha + \cos A}{\sin A}\right)^2$.

Turint galvoj svarbumą refleks-goniometro optikos srityje, mes čia aprašėme įvairius jo vartojimo būdus kampams tarp dviejų plokščių matuoti ir prizmų lūžimo koeficientams surasti. Taigi refleks-goniometru galima surasti kietos medžiagos lūžimo koeficientas, jeigu turėti tą medžiagą prizmos pavidalu arba net ir kristalo pavidalu, taip kad galima būtų praleisti spindulys per dvi kristalo plokštes, sudarančias tam tikrą kampą. Bet kada mes turime kietą kūną pavidalu plokštelės arba kada mes turime darbo su skystais kūnais, tai tokiais atvejais, norėdami surasti lūžimo koeficientą, vartojame įvairius aparatus, kurie remiasi visišku šviesos vidaus atspindžiu. (Kada mes goniometru surandame lūžimo koeficientą sekdami eigą spindulio, kuris įeina į prizmą šliaužamas, tai aišku, kad tokiu atveju ir goniometras bus visiško vidaus atspindžio aparatas, nes spindulys, kuris šliaužia tuo ar kitu prizmos šonu, įeidamas į prizmą užlūžta pilno vidaus atspindžio ribos kampu β, nes, kaip mes jau matėme, $\sin\beta = \frac{1}{n}$). Iš tokių aparatų mes aprašysime čia tik du, būtent: Kohlrauscho total-reflektometrą ir Pulfricho refraktometrą.

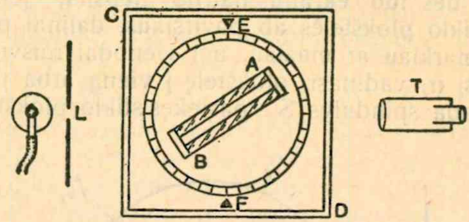


60 a pieš.

Pasinaudosime 60 piešiniu (a), norėdami išaiškinti esmę visiško vidaus atspindžio metodo lūžimo koeficientui n surasti. Mes čia turime dvi stiklo plokšteles su sluoksniu oro tarp jų, įmerktas į skystimą, kurio lūžimo koeficiento mes ieškome. Tegu monochromatinės (geltonos) šviesos spindulys slenka tiriamajame skystime linija AB. Jis krinta riboj tarp skystimo ir stiklo kampu ABF, įeina į stiklą užlūždamas kampu CBG, krinta riboj tarp stiklo ir oro kampu BCE, ir jeigu tasai kampas BCE bus ribos kampas pereinant iš stiklo į orą, tai išeidamas iš stiklo į orą spindulys šliaužia čia linija CD išilgai sienos tarp stiklo ir oro. Vadinasi, mes tada jau nebematysime šviesos šaltinio per plokštelę, žiūrėdami iš kitos pusės plokštelės skystime. Aišku, kad tokia būklė susidarys tada, kada $\sin BCE = \frac{1}{n_g}$ (čia n_g reiškia stiklo lūžimo koeficientą iš atžvilgio į orą). Bet $\angle BCE = \angle CBG$. O kampas CBG yra lūžimo kam-

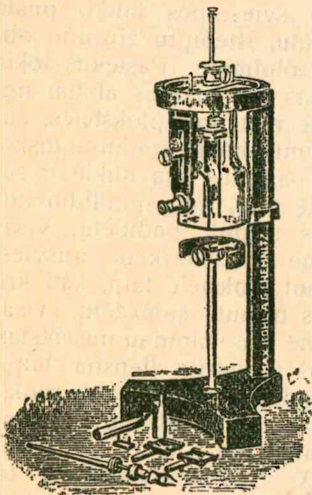
pas pereinant iš skystimo į stiklą. Pažymėję skystimo lūžimo koeficientą iš atžvilgio į orą raide n_w, mes turėsime: $\frac{\sin ABF}{\sin CBG} = \frac{n_g}{n_w}$ (žiūr. § 3). Kadangi $\sin BCE = \sin CBG = \frac{1}{n_g}$, tai $\sin ABF = \frac{1}{n_w}$. Žodžiais, turėdami tokią dvigubą stiklo plokštelę su oro tarpu tarp abiejų plokštelės dalių ir įmerkę tokią plokštelę į tiriamąjį skystimą, mes ieškome tokio kritimo kampo ABF spinduliui AB, kuris eina per skystimą, prie kurio spindulys nebeišeina iš kitos pusės plokštelės. Tad šitas kampas bus tiriamojo skysčio visiško vidaus atspindžio ribos kampas, ir išmatavę šitą kampą ABF iš santykio $\sin ABF = \frac{1}{n_w}$ mes surasime tiriamojo skysčio lūžimo koeficientą.

Norint surasti kampą ABF, galima pasinaudoti aparatu, kurį atvaizduoja 60 piešinys (b). Čia mes turime stiklo indą CD su tiriamuoju skystimu, į kurį įmerktos dvi sujungtos stiklo plokštelės AB su oro protarpiu tarp jų (piešinys atvaizduoja ne aparatą, bet jo horizontalinį pjūvį). Poris plokštelių A ir B sujungtas su vertikaline ašimi, neparodyta piešiny. Su ta pačia ašimi viršum plokštelių sujungtas diskas, padalintas į gradus. Diametraliai priešinguose disko taškuose patalpinti du rodyklėliai E ir F. Sukant ašį, mes suksime kartu stiklo plokšteles ir diską (arba jeigu diskas nejudomas, tai sukant ašį suksis plokštelės ir abudu rodyklėliai, jeigu jie randasi galuose skersinės, sujungtos su ašimi). Šviesa nuo natrijo liepsnos (kaip tokia liepsna gaunama, pasakyta anksčiau) pastatyta ties ekranu su plyšiu L. Ta šviesa įeina į skystį inde, ir jeigu ji pereina per skystį ir stiklo plokšteles su oro protarpiu, tai žiūrėdami iš kitos pusės indo per žiūroną T mes pamatysime plyšio L geltoną vaizdą. Sukdami į vieną ar į kitą pusę plokšteles AB, mes rasime tokią būklę, kada šviesa bus visiškai iš vidaus atmušta stiklo plokštele A, ir tada žiūrone mes turėsime tamsų matymo lauką. Ta būklė plokštelių atskaitoma abiejų rodyklėlių pagalba, ir iš tų atskaitymų imamas aritmetinis vidurys. Dabar plokštelės pasukamos į kitą pusę iš būklės AB, taip kad jos užimtų būklei AB simetrišką būklę. Toj naujoj būklėj vėl plokštelės sukamos į vieną ir į kitą pusę, pakol plyšio vaizdas žiūrone išnyks. Ir šita būklė atskaitoma. Iš tų dviejų atskaitymų mes surasime kampą, kurį sudaro dvi simetriškos būklės stiklo plokštelių, prie kurių šviesa nuo jų visiškai iš vidaus atmušama. Aišku, kad pusė to kampo bus kaip tik ieškomas kampas ABF.



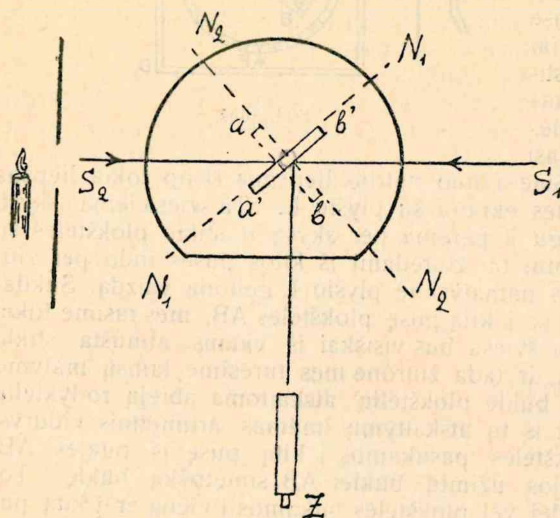
60 b pieš.

Kohlrauscho total-reflektometras, kurį atvaizduoja 61 piešinys, remiasi išdėstytais čia pagrindais. Ant štatyvo randasi diskas, padalintas gradais. Per jo centrą eina ašis, sujungta viršum disko su metaline plokštele, ant kurios galų randasi du nonijai. Sukant už galvelės ašį, kartu su ja sukasi disko apskritimu metalinė plokštelė su nonijais. Prie apatinio ašies galo prijungtos dvi krantais sulipdytos stiklinės plokštelės, tarp kurių randasi oro protarpis. Tų plokštelių išoriniai paviršiai yra lygiagrečiai. Iš apačios disko ant ašies su minėta dviguba plokštele užmaunamas stiklo indas cilindro pavidalu su plokščiu langeliu (žiūr. 61 pieš. iš dešinės pusės). Ties tuo langeliu patalpintas nedidelis žiūronas, nustatytas begaliniam atstumui (nustatytas taip, kad jame


61 pieš.

būtų aiškiai matomas vaizdas kokio nors tolimo daikto). Prieš užmaunant stiklo indą, reikia pasirūpinti, kad stiklo dviguba plokštelė būtų gerai centruota ir eitų lygiagrečiai ašiai. Tam ir aparatas yra aprūpintas tam tikra briauna, nustatyta kaip tik ties ašimi iš apačios. Prijungiant stiklo dvigubą plokštelę taip, kad jos krantai eitų lygiagrečiai tai briaunai, plokštelė bus centruota. Kad jos paviršius, atkreiptas į žiūroną, eitų lygiagrečiai ašiai, aparatas aprūpintas dar veidroduku, patalpintu taip, kad to veidroduko paviršius eina lygiagrečiai ašiai. Patalpinus žvakę taip, kad jos liepsna atsimuštų ir nuo veidroduko ir nuo stiklo plokštelės paviršiaus, tos plokštelės būklė keičiama patol, pakol du liepsnos vaizdai pasirodys tame pačiame augštyje. Tada plokštelės paviršius bus lygiagretis aparato ašiai. Kohlrauscho total-reflektometru sekami ne perėję per dvigubą stiklo plokštelę spinduliai, bet atšokę nuo sienos tarp stiklo plokštelės ir oro sluogsnio. Todel užpakalinė plokštelės pusė arba nudažyta nepraleidžiančiais šviesos dažais arba ant tos užpakalinės pusės užlipdyta metalinė plokštelė.

Patalpinus, sakysime, iš kairės pusės žiūrono ties stiklo indu ekraną su plyšiu, o ties tuo ekranu natrijo liepsną, įeiną į skystimą spinduliai dalinai atšoks nuo stiklo plokštelės ab paviršiaus, dalinai prasiskverbs į oro sluogsnį, ir mes matysime smarkiau ar mažiau, bet vienodai nušviestą lauką žiūrone Ž (žiūr. 62 pieš.). Sukdami ašį ir, vadinasi, plokštelę į vieną arba į kitą pusę, mes galime pasiekti tokią padėtį, kada spindulys S_2, pasiekęs stiklo plokštelę ir išėjęs į orą, kuris turi gangreit tokį pat lūžimo koeficientą kaip tuštuma, užlūš ore kampu 90^0, vadinasi, eis šliauždamas išilgai sienos tarp stiklo plokštelės ir oro sluogsnio. Taigi tada spindulio kritimo kampas bus kaip tik visiško vidaus atspindžio kampas, ir žiūrone pasirodys laukas nevienodai nušviestas. Viena to lauko pusė bus šviesesnė, kita tamsesnė. Ašis su plokštele sukama taip, kad sienos linija tarp tamsesnės ir šviesesnės lauko pusių sutaptų su siūlu, ištemptu žiūrono objektyvo foko plotmėje. Pasiekus tokią būklę daromas atskaitymas abiem nonijais galuose metalinės plokštelės, sujungtos su ašimi viršum graduoto disko. Aišku, kad pasiekus šitą būklę ir sukant plokštelę taip, kad spindulio kritimo kampas truputį padidėtų, visas laukas žiūrone bus smarkiau nušviestas. O sukant plokštelę taip, kad kritimo kampas truputį sumažėtų, visas laukas žiūrone bus silpniau nušviestas.



62 pieš.

Pasiekus augščiau nurodytą ribos kampo būklę, ekranas ir natrijo liepsna talpinami iš kitos pusės, sakysime, iš dešinės pusės žiūrono ties indu, ir ašis su stiklo plokštele pasukama taip, kad ji užimtų naują, bet simetrišką būklę a' b' iš atžvilgio į pirmą būklę (žiūr. 62 pieš.: pirma būklė buvo a b ir šviesos spinduliai ėjo išilgai S_2O, nauja būklė stiklo plokštelės bus a' b' ir spindulys eis išilgai S_1O). Sukdami plokštelę tai į vieną tai į kitą pusę, mes ir čia pasiekiame tokią būklę, kada spindulys S_1O, įeidamas į orą, nukrypsta nuo statmens kampu 90^0 ir slenka išilgai sienos tarp plokštelės ir oro sluogsnio. Taigi mes vėl turėsime žiūrone lauką, kurio viena pusė bus tamsesnė, kita šviesesnė, ir vėl nustatome plokštelę taip, kad žiūrono siūlas sutaptų su sienos linija tarp tamsesnės ir šviesesnės lauko pusių. Pasiekus tokią būklę vėl daromas atskaitymas abiem nonijais. Tegu pirmieji du atskaitymai bus m_1 ir m_2, o antrieji du m'_1 ir m'_2. Tad $m_2 - m_1$ ir $m'_2 - m'_1$ bus lygūs kampui, kuriuo pasukta stiklo dviguba plokštelė iš vienos būklės, prie kurios buvo atsiektas ribos pilno vidaus

atspindžio kampas, į kitą simetrišką būklę, esant kuriai spinduliai vėl krinta į plokštelę ribos kampu. Imama aritmetinis vidurys iš tų dviejų dydžių, būtent: $\frac{(m_2-m_1)+(m'_2-m'_1)}{2}$. Toksai atskaitymas abiem nonijais reikalingas eliminuoti klaidai del ašies ekscentriciteto (praktikoje sunku pasiekti tokią būklę, kad ašis tiksliai eitų per disko centrą). Iš figūros 62 piešinio išeina, kad spindulių kritimo kampas $S_2 O N_1$ arba $S_1 O N_2$ yra lygus kaip tik pusei kampo $N_2 O N_1$, kuriuo pasukta stiklo plokštelė į simetrišką būklę. Pažymėsime tą kritimo kampą raide α. Tada $\alpha = \frac{N_2 O N_1}{2}$. Bet tasai kampas bus ribos kampas tiriamajam skysčiui ir orui, nes abiejų stiklo plokštelių paviršiai yra lygiagrečiai, ir todel tokia dviguba stiklo plokštelė veikia kaip viena stiklo plokštelė lygiagrečiais šonais. Vadinasi, ta stiklo dviguba plokštelė nekeičia spindulių krypties, ir galutinis efektas yra tas, kad, tarytum, spinduliai tiesioginai pereina iš skystimo į orą. Aišku, kad čia mes galime matuoti lūžimo koeficientą visokiems skystimams: ir tokiems, kurie laužia smarkiau kaip stiklas, ir tokiems, kurie laužia silpniau kaip stiklas. Jeigu gi α yra visiško vidaus atspindžio ribos kampas sistemai skystis - oras, tai, kaip jau mes žinome, skysčio lūžimo koeficientas $N = \frac{1}{\sin \alpha}$.

Tuo pačiu Kohlrauscho total-reflektometru galima pasinaudoti norint surasti lūžimo koeficientą kietiems kūnams ir net tokiems, kurie silpnai praleidžia šviesą. Tada, užuot ėmus dvigubą stiklo plokštelę su oro protarpiu, imama tiriamojo kieto kūno plokštelė su lygiais ir lygiagrečiais paviršiais ir prijungiama iš apačios prie aparato ašies (žiūr. 61 pieš.). Stiklo indas pripiliamas truputį augščiau langelio tokio skystimo, kuris laužia šviesą smarkiau kaip paimta medžiaga ir kurio lūžimo koeficientas yra žinomas, arba jeigu nežinomas, tai iš anksto nustatomas tuo pačiu aparatu, kaip augščiau aprašyta. Dažniausiai imama grynas sieros anglis, CS_2, kurio lūžimo koeficientas geltoniems spinduliams prie 20^0 C yra lygus 1,6277. Vartojami dar tam tikslui α - monobromnaftalinas su lūžimo koeficientu 1,66 ir metileniodidas su lūžimo koeficientu 1,74. Matuojant lūžimo koeficientus reikia atkreipti dėmesio į temperatūrą, nes tie dydžiai daug pareina nuo temperatūros. Taigi cilindre su skystimu turi būti termometras, pakabintas ant kabliuko iš apačios dangčio su graduotu disku. Matuojant kieto kūno lūžimo koeficientą elgiamasi taip, kaip jau aprašyta, būtent: nustatomas visiško vidaus atspindžio lūžimo kampas sistemai skystis - kieto kūno plokštelė, nustatant šitą kampą dviem simetriškomis būklėmis kieto kūno plokštelės. Tegu ir čia tasai ribos kampas bus α. Pažymėję kieto kūno lūžimo koeficientą raide n ir vartojamo skysčio lūžimo koeficientą raide N (abudu koeficientai iš atžvilgio į orą), mes turėsime ribos kampui santykį:

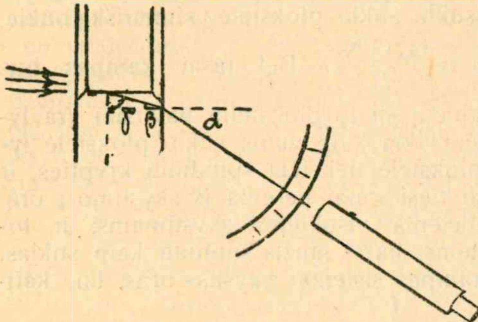
$$\frac{\sin \alpha}{\sin 90^0} = \frac{n}{N}, \text{ arba } \sin \alpha = \frac{n}{N}, \text{ arba } n = N \sin \alpha.$$

Taigi žinodami N ir suradę kampą α, mes galėsime apskaityti tiriamojo kieto kūno lūžimo koeficientą.

Kad skystimą stiklo inde galima būtų geriau nušviesti, stiklo indas apklojamas papirosiniu popierium, kuris prieš tai parafinuotas arba išmirkytas kerosine ir išdžiovintas.

Pagaliau aprašysime čia dar Pulfricho refraktometrą, kurio schemą atvaizduoja 63 piešinys ir kuriuo manipuluoti yra, palyginti, lengviau, kaip Kohlrauscho reflektometru. Pulfricho refraktometras susideda iš stiklo masingo cilindro, kurio viršutinis galas gerai nušlifuotas. Prie to galo tam tikra mase iš glicerino ir švino monoksido (PbO) prilipdomas kitas stiklo cilindras, žemas ir atdaras iš abiejų galų. Tiriamasai skystimas piliamas į šitą cilindrą, bet plonu sluogsniu, ne storesniu, kaip 1,5—2 m/m. Stiklo lūžimo koeficientas n_1 turi būti didesnis, kaip tiriamojo skysčio lūžimo koeficientas n ($n_1 > n$). Ties stiklo cilindru iš kairės pusės talpinamas ekranas su plyšiu, o ties tuo ekranu natrijo liepsna. Natrijo liepsna nustatoma taip, kad spinduliai įeitų į skystimą prilipdy-

tame cilindre šliauždami riba tarp skystimo ir masingo cilindro paviršiaus, kaip rodo 63 piešinys. Norint tai pasiekti, žiūrima iš augšto į viršutinį cilindrą, ir liepsnos būklė mainoma patol, pakol masingo cilindro paviršiuj pasirodys aiškus liepsnos vaizdas. Pasiekus tokią būklę spinduliai, kurie šliaužia riba tarp skystimo ir masingo stiklo cilindro paviršiaus, įeis į tą cilindrą užlūždami kaip tik ribos kampu, kurį pažymėsime raide γ. Iš cilindro jie išeis į orą atsilenkdami nuo normaliosios kampu α, kaip rodo 63 piešinys. Pažymėsime dar raide β kritimo kampą, kurį sudaro spindulys cilindro vidury su normaliąja į jo šoną. Tai bus kritimo kampas cilindre toje vietoje, kur spindulys pasiekia jo šoną. Nustačius žiūroną, aprūpintą graduotu disku ir nonijum, kaip rodo piešinys, išilgai išėjusio iš stiklo cilindro spindulio, matymo laukas bus padalintas į dvi dali: vieną apatinę—šviesesnę, kitą viršutinę — tamsesnę, nes visi spinduliai, kurie įeina į skystimą mažesniu kaip 90^0 kampu, užlūžę bus žemiau spindulio F α, o augščiau jo bus labai maža spindulių esant šliaužiamai šviesos eigai. Taigi žiūronas nustatomas taip, kad jo siūlų susikirtimas sutaptų su viduriu ribos linijos tamsesnės ir švesesnės lauko dalių. Nustačius taip žiūroną, atskaitomas kampas, kurį jo ašis sudaro su normaliąja į masingo stiklo cilindro šoną. Tai ir bus kampas α.



63 pieš.

Mes čia turime dabar tokius santykius:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_1;\ \beta + \gamma = 90^0;\ \sin\beta = \cos\gamma.$$

Iš to išeina $\dfrac{\sin\alpha}{\cos\gamma} = n_1$, arba $\cos\gamma = \dfrac{\sin\alpha}{n_1}$.

Be to, kadangi spinduliai įeina į skystimą šliauždami riba tarp skystimo ir stiklo cilindro paviršiaus, mes turime:

$$\frac{\sin 90^0}{\sin\gamma} = \frac{n_1}{n},\ \text{arba}\ \sin\gamma = \frac{n}{n_1}.$$

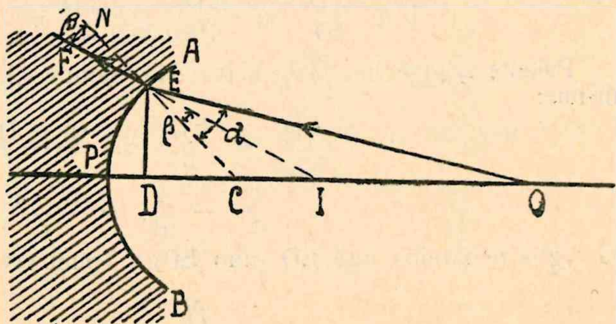
Toliau $\sin^2\gamma + \cos^2\gamma = 1$, arba $\dfrac{n^2}{n_1^2} + \dfrac{\sin^2\alpha}{n_1^2} = 1$, iš kur išeina $n^2 = n_1^2 - \sin^2\alpha$

ir $n = \sqrt{n_1^2 - \sin^2\alpha}$. Taigi išmatavę kampą α, mes galime apskaityti lūžimo koeficientą paimto skysčio, jeigu mums žinomas masingo cilindro stiklo lūžimo koeficientas n_1. Čia, kaip jau pasakyta, n turi būti mažesnis kaip n_1, nes tik tokiomis sąlygomis įėję į skysčių šliauždami spinduliai užlūš įeidami į stiklo cilindrą ribos kampu γ sistemai skystis - stiklas.

Pridursime čia tik dar, kad Pulfricho refraktometru galima išmatuoti lūžimo koeficientas ir kietų kūnų, imant tuos kūnus pavidale plokštelių lygiais ir lygiagrečiais paviršiais ir prilipdant juos prie stiklo cilindro viršaus tokio skystimo sluogsniu, kuris laužia smarkiau, kaip paimtos kietos medžiagos plokštelė. Tad mes turėsime sistemą kietas kūnas - skystis, kuri bus analoginga sistemai skystis - stiklas, ir todel, norint surasti paimtos kietos medžiagos lūžimo koeficientą, prisieis elgtis taip, kaip jau aprašyta, ir naudotis augščiau duota formula.

6 §. Sferiški šviesos lūžimo paviršiai. Šviesos lūžimas gaubtame ir iškilame paviršiuje. Sujungtieji ir didieji fokai. Relatyvi objekto ir vaizdo būklė. Grafiškoji vaizdo konstrukcija. Padidinimas. Linzės (lęšiai). Šviesos lūžimas linzėje. Didieji linzės fokai. Relatyvioji objekto ir vaizdo būklė linzėms. Grafiškoji vaizdo konstrukcija linzėms. Linzių padidinimas. Sistema linzių kontakte ir jų ekvivalentas. Linzių stiprumas (diotropija). Sistema linzių tam tikro atstumo viena nuo kitos. Aplanatiški paviršiai ir aplanatiški fokai. Tikras objekto ir vaizdo skaidrumas.

Kada siena dviejų mediumų nevienodo optiško tankumo turi sferiško paviršiaus pavidalą, tai šviesos lūžimas, einant spinduliams per tokią sieną, pareina nuo tos sienos kreivumo ir abiejų mediumų lūžimo koeficientų. Mes tada kalbame apie sferiško paviršiaus, kuris sudaro sieną tarp abiejų mediumų, centrą ir stipiną, apie pagrindinį pjūvį, apie apertūrą, polį (ašigalį) ir didžiąją sferiško paviršiaus ašį ta pačia prasme, kaip šitie terminai vartojami sekant šviesos atspindį nuo sferiškų veidrodžių. 64 piešinys atvaizduoja pjūvį APB sferiškos sienos popieriaus plokšme. Sferiško paviršiaus APB centras randasi čia taške C, jo kreivumo stipinas PC arba CE, jo polis randasi taške P, vidury sferiško paviršiaus ir linija PCO, ištiesta per to paviršiaus centrą ir ašigalį, vadinasi didžioji sferiško paviršiaus ašis. Pjūvis sferiško paviršiaus plokšme, kuri eina per ašigalį P, vadinasi didysis pjūvis, ir diametras apskritimo arba rato, kurį sudaro sferiško paviršiaus krantai, vadinasi jo apertūra. Visi atstumai tokiam sferiškam paviršiui matuojami pradedant nuo ašigalio P. Tie atstumai laikomi per teigiamus, jeigu nuo ašigalio P matuojama prieš spindulių eigą, ir neigiamais, kada jie matuojami pagal spindulių eigą arba kryptį. Sferiški lūžimo paviršiai būna gaubti ir iškili. 64 piešinys atvaizduoja gaubtą sferišką lūžimo paviršių. Taigi gaubtas sferiškas paviršius turi teigiamą kreivumo radijų, o iškilas — neigiamą.



64 pieš.

Tegu iš dešinės pusės gaubto sferiško paviršiaus, kurį atvaizduoja 64 piešinys, randasi tuštuma arba oras (oro lūžimo koeficientas, kaip jau mes žinome, yra lygus 1,0003, vadinasi, mažai skiriasi nuo priimto per vienetą tuštumos lūžimo koeficiento), o iš kairės pusės bet kuri medžiaga lūžimo koeficiento n. Tegu ant didžiosios ašies iš taško O išeina spinduliai į visas puses. Stebėsime eigą vieno iš tų spindulių, sakysime OE, kuris taške E krinta į sferišką paviršių. Kadangi stipinas CE yra normalioji tam paviršiui taške E, tai $\angle$ OEC $= \alpha$ bus kritimo kampas. Kada $n > 1{,}0003$, tai spindulys, pereidamas per sferišką paviršių, užlūš prisiartindamas prie normaliosios CEN ir slinks mediume iš kairės sferiško paviršiaus pusės linija EF. $\angle$ NEF $= \beta$ bus lūžimo kampas. Einant šviesos lūžimo dėsniais užlūžęs spindulys EF bus toje pačioje plokšmėje kaip spindulys OE, ir normalioji CEN, vadinasi, bus popieriaus plokšmėje. Užlūžęs spindulys EF eis taip, kad, tarytum, jis išeina iš taško I ant pagrindinės ašies. Ištiesus šitą spindulį atgal, jis perkirs pagrindinę ašį taške I. Todel taške I mes turėsime šviesos taško O vaizdą. Bet tasai vaizdas bus ne realus, o menamasis, nes jokio spindulio EI iš dešinės pusės sferiško paviršiaus nebus.

Taikindami šviesos lūžimo dėsnius, mes turime $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ arba, kada kampas α mažas (tada ir kampas β dar mažesnis), $\frac{\alpha}{\beta} = n$, iš kur išeina $\alpha = \beta n$. Tegu $\angle ECP = C$, $\angle EOP = O$ ir $\angle EIP = I$. Iš piešinio aišku, kad

$$C = \alpha + O = \beta n + O$$
$$I = \angle OEC - \angle JEC + O$$

Bet $\angle OEC = \alpha$ ir $\angle IEC = \beta$. Taigi $I = \alpha - \beta + O$, arba $I = \beta n - \beta + O = \beta (n-1) + O$. Norint eliminuoti iš šitų dviejų lygčių β, padauginsime pirmąją lygtį į $n - 1$, o antrąją į n. Tad turėsime:

$$C (n - 1) = \beta n (n - 1) + O (n - 1),$$
$$In = \beta n (n - 1) + On.$$

Atėmę nuo pirmosios lygties antrąją mes gausime:

$$C (n - 1) - In = - O \text{ arba } In - O = C (n - 1).$$

Pažymėsime sferiško paviršiaus kreivumo stipiną raide r, šviesos taško O atstumą nuo sferiško paviršiaus (nuo ašigalio) raide d ir vaizdo I atstumą nuo ašigalio raide f (atstumai d ir f bus teigiami, nes jie matuojami nuo ašigalio P kryptimi, priešinga spinduliams, einantiems iš taško O). Jeigu kampai C, I ir O maži, tai juos galima matuoti jų tangentėmis. Taigi paleidę statmenį ED iš taško E į pagrindinę ašį, mes turėsime:

$$O = \operatorname{tg} O = \frac{ED}{DO} = \frac{ED}{PO} = \frac{ED}{d},$$

nes esant mažiems kampams DO labai mažai skirsis nuo PO = d. Taip pat mes turėsime:

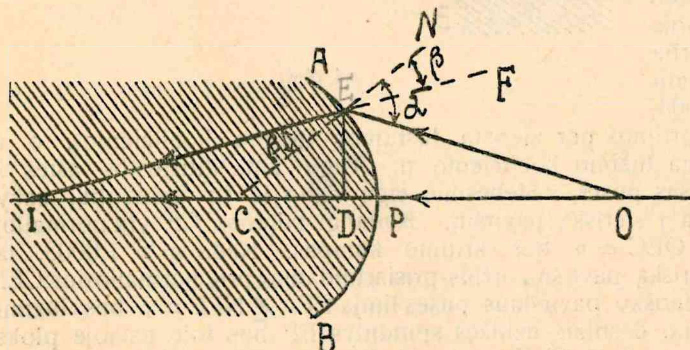
$$I = \frac{ED}{ID} = \frac{ED}{PI} = \frac{ED}{f} \text{ ir } C = \frac{ED}{DC} = \frac{ED}{r}.$$

Pakeitę lygtyje $In - O = C (n - 1)$ kampus I, O ir C šitais jų dydžiais, mes gausime:

$$\frac{n. ED}{f} - \frac{ED}{d} = \frac{(n-1). ED}{r} \text{ arba}$$

$$\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r} \quad (1).$$

Šita lygtis nepareina nuo ED (nuo EP). Todel visi spinduliai, kurie išeina iš šviesos taško O, sudarydami su didžiąja ašimi mažus kampus arba krisdami į sferišką paviršių arti nuo jo vidurio, perėję per tą sferišką paviršių eis taip, kad ištiesus juos atgal, jie visi sueis taške I. Taigi taškas I bus švytimojo taško O vaizdas. Santykiai, kurie veikia šituo atveju tarp d, f ir r, duoti lygtimi (1).



65 pieš.

Seksime dabar šviesos spindulių eigą per iškeltą sferišką paviršių, kurį atvaizduoja 65 piešinys. Tegu vėl iš dešinės paviršiaus pusės randasi oras, o iš kairės optiškai sūdresnis mediumas lūžimo koeficiento n. Tegu iš taško O ant didžiosios ašies OPC išeina į visas puses šviesos spinduliai, iš kurių spin-

dulys OE krinta iškilą sferišką paviršių taške E. Stipinas CE bus normalioji tam paviršiui taške E, ir todel $\angle OEN = \alpha$ bus kritimo kampas. Įeidamas į optiškai sūdresnį mediumą iš kairės pusės sferiško paviršiaus spindulys užlūš, prisiartindamas prie normaliosios, ir perkirs didžiąją ašį taške I. O kitas spindulys, kuris iš taško O eina išilgai didžiosios ašies, eis normaliai sferiškam paviršiui ir todel pereis per jį neužlūždamas ir eis antrame mediume ta pačia kryptimi, t. y. išilgai didžiosios ašies. Todel taške I mes turėsime tikrą susikirtimą dviejų spindulių, ir taškas I bus švytimojo taško O realus vaizdas. $\angle JEC = \beta$ bus lūžimo kampas. Jeigu kampas α mažas, tai galioja santykis $\alpha = \beta n$. Pažymėsime ir čia kampus, kuriuos sudaro su didžiąja ašimi išeinąs iš taško O spindulys OE stipinas CE ir užlūžęs spindulys EI iš eilės raidėmis O, C ir I. Tad iš piešinio aišku, kad $\alpha = C + O = \beta n$ ir kad $\angle I + O = \angle \alpha - \beta = \beta (n - 1)$, nes $\angle OEF = \angle OEN = \angle NEF = \alpha - \beta$.

Eliminuosime vėl β iš abiejų lygčių, padauginę pirmąją lygtį iš $n - 1$, antrąją iš n ir atėmę nuo pirmosios lygties antrąją lygtį. Atlikę šituos veiksmus gausime:

$$\begin{array}{r} C(n-1) + O(n-1) = \beta n (n-1) \\ -In \mp On = -\beta n (n-1) \\ \hline C(n-1) - In - O = 0 \text{ arba} \\ In + O = C(n-1). \end{array}$$

Leisime, kad kampai O, C, I maži. Tad mes galime juos matuoti jų tangentėmis. Taigi paleidę statmenį ED iš taško E į didžiąją ašį, mes turėsime:

$$I = \frac{ED}{ID} = \frac{ED}{PI};\ O = \frac{ED}{DO} = \frac{ED}{PO} \text{ ir } C = \frac{ED}{DC} = \frac{ED}{PC}.$$

Tesie atstumas PO nuo sferiško paviršiaus ašigalio P ligi švytimojo taško O bus lygus d. Čia d bus teigiamas, nes jis matuojamas nuo ašigalio P priešingai spindulių krypčiai. Tegu toliau atstumas ašigalio P ligi vaizdo I bus $- f$ ir stipinas PC bus $- r$. Čia f ir r imami neigiamai, nes jie matuojami nuo ašigalio P ta pačia kryptimi, kaip eina spinduliai. Turėdami tą galvoje, mes gausime:

$$I = -\frac{ED}{f};\ O = \frac{ED}{d} \text{ ir } C = -\frac{ED}{r}.$$

Pakeitę tais dydžiais kampus I, O ir C lygtyje $In + O = C(n-1)$, mes gausime:

$$-\frac{n\,ED}{f} + \frac{ED}{d} = -\frac{(n-1)\,ED}{r} \text{ arba}$$

$$-\frac{n}{f} + \frac{1}{d} = -\frac{n-1}{r}, \text{ arba}$$

$$\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}\ (2).$$

Šita lygtis formos atžvilgiu yra identiška su lygtimi (1), kuri galioja gaubtam sferiniam paviršiui. Bet taikinant šitą lygtį reikia atsiminti, kad gaubtam paviršiui f, d ir r yra teigiami, o iškilam d teigiamas, o f ir r neigiami. Kadangi iškilas sferiškas paviršius duoda realų vaizdą, tai išeina, kad realus vaizdas bus visuomet tada, kada f bus neigiamas. Priešingai, kada f teigiamas, tai vaizdas bus visuomet menamasis. Jeigu sferiškas paviršius skiria du mediumus lūžimo koeficientų n_1 (iš dešinės pusės) ir n_2 (iš kairės pusės), tai veikia ir tokiam atvejyje augščiau duota sferiškam paviršiui lygtis, pakeitus joje n santykiu $\frac{n_2}{n_1}$ $\left(\text{paėmus } n = \frac{n_2}{n_1}\right)$.

Kadangi spindulių kelias yra atverčiamasis fenomenas, tai aišku, kad patalpinus šviesos tašką didžiosios ašies taške I (žiūr. 65 pieš.) išeiną iš jo šviesos spinduliai, perėję per sferišką paviršių, sueis taške O. Taigi taškas O bus vaizdas taško I. Todel taškai O ir I vadinasi sujungtieji židiniai, arba sujungtieji fokai. Aišku, kad tas pats santykis galioja ir gaubtam paviršiui (žiūr. 64 pieš.). Išeinąs iš taško O spindu-

lių pluoštas, perėjęs per gaubtą paviršių, prasiskirs dar labiau ir atrodys taip, kad, tarytum, jis išeina iš taško I arčiau nuo sferiško paviršiaus kaip taškas O. Taigi, jeigu iš kairės pusės paviršiaus kris į jį tiek prasiskyręs spindulių pluoštas, kad atrodys taip, kad, tarytum, jis išeina iš taško I, tai perėjęs per sferišką paviršių iš kairės jo pusės į dešinę pusę, tasai spindulių pluoštas sueis taške O, taip kad taškas O bus menamojo objekto I realus vaizdas.

Sekant perėjimą šviesos spindulių per sferiškus paviršius, kurie sudaro ribą tarp dviejų mediumų nevienodo optiško tankumo, ypatingos reikšmės turi du taškai ant didžiosios ašies. Tie taškai vadinasi didieji sferiško paviršiaus židiniai, arba didieji fokai. Iš bendros lygties gaubtam ir išgaubtam sferiškiems paviršiams $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$ paėmus $f = \infty$ arba $\frac{1}{f} = 0$ išeina $-\frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$, arba $d = -\frac{r}{n-1}$. Tas atstumas d nuo sferiško paviršiaus ašigalio vadinasi pirmasai didysis fokinis atstumas ir žymimas optikoje raide F_1. Taškas ant didžiosios ašies tam atstume nuo ašigalio vadinasi pirmasai didysis fokas. Kadangi gaubtas sferiškas paviršius turi teigiamą stipiną, tai aišku, kad gaubtam paviršiui pirmasai didysis fokinis atstumas yra neigiamas ir, vadinasi, pirmasai didysis fokas randasi kitoj (neigiamoj) gaubto sferiško paviršiaus pusėj. Iškilam sferiškam paviršiui stipinas yra neigiamas, ir todel jo pirmasai didysis fokinis atstumas yra teigiamas ir jo pirmasai didysis fokas randasi teigiamoj iškilo paviršiaus pusėj iš atžvilgio į spindulių eigą, kaip jau anksčiau priimta (žiūr. 64 ir 65 piešiniai). Spindulių pluoštas, kuris išeina iš pirmojo didžiojo foko kada F_1 teigiamas, arba eina taip, kad taiko į pirmąjį didįjį foką, kada F_1 neigiamas, pereinant per sferišką paviršių ar gaubtą ar iškilą, užlūžta visuomet taip, kad darosi lygiagretis pagrindinei ašiai.

O jeigu lygtyje $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$ mes priimsime $d = \infty$, arba $\frac{1}{d} = 0$, tai turėsime $\frac{n}{f} = \frac{n-1}{r}$, arba $f = \frac{nr}{n-1} = F_2$. Atstumas $f = \frac{nr}{n-1}$, skaitant nuo sferiško paviršiaus ašigalio, vadinasi antrasai didysis sferiško paviršiaus fokinis atstumas ir žymimas raide F_2. Taškas ant didžiosios ašies to atstumo nuo sferiško paviršiaus ašigalio vadinasi antrasai didysis sferiško paviršiaus fokas. Kadangi gaubto paviršiaus stipinas yra teigiamas, o iškilo neigiamas, tai antrasai didysis fokinis atstumas F_2 yra teigiamas gaubtam paviršiui ir neigiamas iškilam paviršiui. Pluoštas spindulių, kuris eina lygiagrečiai didžiajai ašiai, pereidamas per sferišką paviršių užlūžta visuomet taip, kad, tarytum, jis išeina iš antrojo didžiojo foko, kada F_2 teigiamas, arba užlūžta taip, kad sueina tame antrame didžiajame foke, kada F_2 neigiamas.

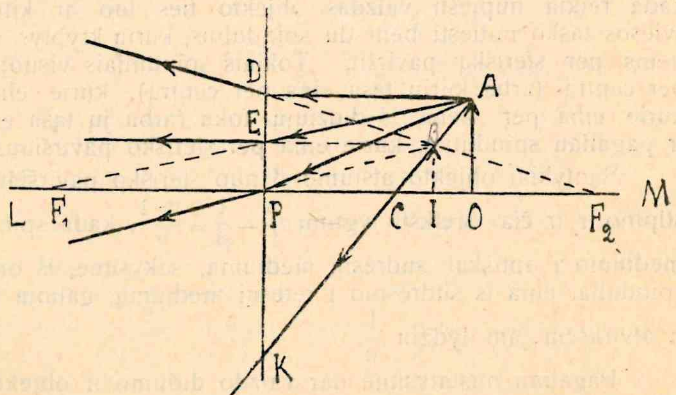
Iš $F_1 = -\frac{r}{n-1}$ ir $F_2 = \frac{nr}{n-1}$ išeina $F_1 = -\frac{r}{n-1}$ ir $\frac{F_2}{n} = \frac{r}{n-1}$. Taigi $F_1 + \frac{F_2}{n} = 0$, arba $n F_1 + F_2 = 0$. Šita lygtis duoda santykius abiejų fokinių didžiųjų atstumų sferiškam paviršiui, kada iš vienos pusės to paviršiaus randasi oras, o iš kitos pusės optiškai sūdresnis mediumas, ir kada šviesos spinduliai eina iš oro į tą sūdresnį mediumą. Kada iš abiejų pusių sferiško paviršiaus randasi du mediumai lūžimo koeficientų n_1 ir n_2, tad n reikia pakeisti santykiu $\frac{n_2}{n_1}$, ir mes turėsime $\frac{n_2}{n_1} F_1 + F_2 = 0$ arba $\frac{F_1}{n_1} + \frac{F_2}{n_2} = 0$.

Ištirsime dabar santykius del relatyviosios būklės objekto (švytimojo taško) ir vaizdo ant didžiosios ašies. Kada objektas randasi sferiško paviršiaus centre, tai išeiną iš jo spinduliai krinta normaliai į sferišką paviršių ir pereina per jį nelūždami. Todel šituo atveju objektas ir vaizdas randasi tam pačiam taške ant didžiosios ašies, būtent,

sferiško paviršiaus centre. Iš $F_2 = \frac{nr}{n-1}$ išeina, kad F_2 gaubtam paviršiui bus teigiamas, kada $n > 1$ ir kad $\frac{r}{n-1} = \frac{F_2}{n}$ arba $\frac{n-1}{r} = \frac{n}{F_2}$. Pakeitę bendroje sferiškų paviršių lygtyje $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$ dydį $\frac{n-1}{r}$ dydžiu $\frac{n}{F_2}$, mes gausime: $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n}{F_2}$, arba $\frac{n}{f} = \frac{1}{d} + \frac{n}{F_2}$. Kadangi F_2 čia teigiamas, tai aišku, kad f bus teigiamas, jeigu d teigiamas. Vadinasi, vaizdas bus toj pačioj paviršiaus pusėj, kurioj randasi objektas, ir todel vaizdas bus ne realus, bet menamasis. Iš 64 piešinio lengva matyti, kad tasai vaizdas bus ant didžiosios ašies tarp ašigalio ir centro, kada $d < r$, vadinasi, kada objektas patalpintas tarp ašigalio ir centro. Taip pat kada $d > r$ ir $f < r$, vadinasi, ir vaizdas šituo atveju bus toliau nuo sferiško paviršiaus kaip jo stipinas. Abiem atvejais menamasis vaizdas bus arčiau nuo centro kaip objektas.

Iškilam sferiškam paviršiui stipinas yra neigiamas, ir todel antrasai didysis fokinis atstumas F_2 irgi yra neigiamas, tuomet kaip pirmasai didysis fokinis atstumas yra teigiamas. Kadangi $F_1 = -\frac{r}{n-1}$, tai iš bendros sferiškų paviršių lygties išeina $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r} = -\frac{1}{F_1}$, arba $\frac{n}{f} = \frac{1}{d} - \frac{1}{F_1}$. Kada $d > F_1$, tada $\frac{1}{d} < \frac{1}{F_1}$ ir f neigiamas. Žodžiais, kada objektas randasi ant iškilo sferiško paviršiaus didžiosios ašies toliau nuo ašigalio kaip pirmasai didysis fokinis atstumas, tai vaizdas bus ant didžiosios ašies kitoj sferiško paviršiaus pusėj, ir bus realus. O kada $d < F_1$ ir $\frac{1}{d} > \frac{1}{F_1}$, tada f bus teigiamas ir, vadinasi, vaizdas bus toj pačioj sferiško paviršiaus pusėj kaip ir objektas. Taigi vaizdas tada bus menamasis.

Pasinaudosime dabar nustatytais santykiais, kad konstruotume vaizdą tam tikro didumo objekto gaubtam ir iškilam sferiškiems paviršiams. Vaizdo konstrukciją gaubtam paviršiui atvaizduoja 66 piešinys, o iškilam 67 piešinys. Tegu linija LPM (žiūr. abudu piešinius) atvaizduoja didžiąją aši, o linija DP didįjį sferiškų paviršių pjūvį, kuris eina per sferiško paviršiaus ašigalį P statmenai didžiajai ašiai. Tegu C bus kreivumo centras ir tegu ties sferišku paviršium (66 piešinys ties gaubtu, o 67 pieš. ties iškilu) patalpintas nedidelis objektas OA, taip kad jo vienas galas O randasi ant didžiosios ašies ir taip, kad OA yra statmuo didžiajai ašiai. Ištiesę iš taško O spindulį, sudarantį tam tikrą kampą su ašimi ligi didžiojo pjūvio, mes tuo pačiu būdu, kaip jau aprašyta anksčiau (žiūr. 64 ir 65 piešiniai) surasime būklę vaizdo taško O ant didžiosios ašies. Tasai vaizdas bus taške I. Norėdami surasti taško A vaizdą, ištiesime iš taško A spindulį AD lygiagrečiai didžiajai ašiai. Tasai spindulys užlūš taip, kad atrodys išeinąs iš antrojo didžiojo foko gaubtam paviršiui (žiūr. 66 pieš. DF_2) ir eis taip, kad susikirs su didžiąja ašimi antrajame didžiajame foke iškilam paviršiui (žiūr. pieš. 67 DF_2). Ištiesime toliau iš taško A spindulį AC, kuris eina per kreivumo centrą. Tasai spindulys bus normalus paviršiui ir todel pereis per paviršių neužlūždamas. Taigi taškas B, kur susikerta arba



66 pieš.

tikri spinduliai arba jų linijos, nutiesiant spindulius atgal jiems užlūžus, ir bus taško A vaizdas. Kalbamuoju atveju tasai vaizdas bus menamasis ir gaubtam ir iškilam paviršiams. Paleidus iš taško B statmenį į didžiąją ašį, tasai statmuo susikirs su ašimi taške I (vaizdas taško O). Aišku, kad kitų objekto AO taškų vaizdai bus ant statmens BI tarp B ir I, ir todel linija BI bus linijos AO vaizdas.

Tą pat rezultatą mes gausime nutiesę iš taško A spindulį AE gaubtam paviršiui, taip kad tas spindulys taikytų į pirmąjį didįjį foką F_1 arba iškilam paviršiui eitų taip, kad, tarytum, jis išeina iš pirmojo didžiojo foko F_1. Spindulys AE užlūžęs eis lygiagrečiai didžiajai ašiai ir vienu ir kitu atveju. Kadangi didžioji ašis taške P yra normalioji didžiajam sferiško paviršiaus pjūviui, tai mes galime nutiesti dar vieną spindulį iš taško A, kuriam lengva bus surasti jo kryptis užlūžus. Tai bus spindulys AP, kuris, išeidamas iš taško A, taiko į sferiško paviršiaus ašigalį P. Kritimo kampas čia bus APO ir lūžimo kampas BPI (žiūr. 66 ir 67 pieš.). § 4 parodyta, kaip duotam kritimo kampui konstruoti lūžimo kampą žinant n. Taško A vaizdą mes surasime nutiesę atgal užlūžusių spindulių linijas, paėmę bet kuriuos du iš keturių spindulių AD, AE AP ir AC, nes visų tų spindulių tąsa sueina taške B, kuris ir yra taško A vaizdas. Kada prisieina tiesti spindulius atgal, tai vaizdas būna menamasis. O kada du arba daugiau spindulių sueina viename taške, tai vaizdas realus. Svarstomuoju atveju mes turime ir gaubtam ir iškilam paviršiams menamąjį ir tiesioginį vaizdą. Visais atvejais, kada reikia nupiešti vaizdas objekto ties tuo ar kitu sferišku paviršium, reikia iš šviesos taško nutiesti bent du spindulius, kurių kryptys visuomet lengva surasti, perėjus jiems per sferišką paviršių. Tokiais spinduliais visuomet būna spinduliai, kurie eina per centrą (arba kurių tąsa eina per centrą), kurie eina lygiagrečiai didžiajai ašiai, kurie eina per vieną iš didžiųjų fokų (arba jų tąsa eina per vieną iš didžiųjų fokų) ir pagaliau spinduliai, kurie eina per sferiško paviršiaus ašigalį.

67 pieš.

Santykiai objekto atstumo d nuo sferiško paviršiaus, vaizdo atstumo f ir kreivumo stipino r ir čia išreikšti lygtimi $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$, kada spinduliai eina iš optiškai retesnio mediumo į optiškai sūdresnį mediumą, sakysime, iš oro į vandenį arba stiklą. Kada spinduliai eina iš sūdresnio į retesnį mediumą, galioja ta pati lygtis, pakeitus joje dydį n atvirkščiu jam dydžiu $\frac{1}{n}$.

Pagaliau nustatysime dar vaizdo didumo ir objekto didumo santykį, arba kitaip sakant, surasime formulą sferiško paviršiaus padidinimui. Optikoje padidinimu vadinama santykis linijinių didumų vaizdo ir objekto statmeniška, gulsčia arba bet kuria kita kryptimi. Dažniausiai imamas linijinio didumo vaizdo ir objekto santykis statmeniška didžiajai ašiai kryptimi. Taigi svarstomuoju atveju (žiūr. 66 ir 67 pieš.) padidinimas bus $\frac{BI}{AO}$ (arba sumažinimas, kas pareis nuo to, ar vaizdas bus didesnis kaip objektas, ar mažesnis).

Iš panašių trikampių DPF_2 ir BIF_2 (žiūr. abudu piešinius 66 ir 67) išeina

$$\frac{IB}{OA} = \frac{IB}{PD} = \frac{IF_2}{PF_2} = \frac{PF_2 - PI}{PF_2} = \frac{F_2 - f}{F_2} \quad (1).$$

Tokį pat santykį padidinimui mes gausime ir iškilam paviršiui, turėdami tik galvoj, kad F_2 jau bus neigiamas.

Iš panašių trikampių EPF_1 ir AOF_1 išeina

$$\frac{EP}{AO} = \frac{BI}{AO} = \frac{PF_1}{OF_1} = \frac{-F_1}{PF_1 + PO} = \frac{-F_1}{-F_1 + d} = -\frac{F_1}{d - F_1} \quad (2).$$

Toliau iš panašių trikampių AOC ir BIC išeina

$$\frac{BI}{AO} = \frac{CI}{CO} = \frac{PI - PC}{PO - PC} = \frac{f - r}{d - r} \quad (3).$$

Pagaliau iš trikampių APO ir BPI, kurių kampai taške P yra maži ir, vadinasi, gali būti išreikšti jų tangentėmis, išeina, kad

$$\frac{AO}{PO} = \frac{AO}{d} = \angle APO \text{ ir } \frac{BI}{PI} = \frac{BI}{f} = \angle BPI.$$

Antra vertus, $\angle APO = n \angle BPI$ einant šviesos lūžimo dėsniais. Taigi $\frac{BI}{f} = \angle BPI$ ir $\frac{AO}{d} = n \angle BPI$. Padalinę pirmąją lygtį iš antrosios turėsime:

$$\frac{BJ}{AO} \cdot \frac{d}{f} = \frac{1}{n} \text{ arba } \frac{BI}{AO} = \frac{f}{dn} \quad (4).$$

Taigi mes turime keturias padidinimo formulas. Imant domėn pagrindinę sferiškų paviršių lygtį $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$ ir formulas $F_1 = -\frac{r}{n-1}$ ir $F_2 = \frac{nr}{n-1}$ nesunku įrodyti, kad visos tos keturios padidinimo formulos yra identiškos. Pavyzdžiui, įrodysime, kad $\frac{F_2 - f}{F_2} = \frac{f}{dn}$.

Iš pagrindinės sferiškų paviršių lygties $\frac{n}{f} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$ išeina $\frac{1}{f} - \frac{1}{dn} = \frac{n-1}{nr}$.

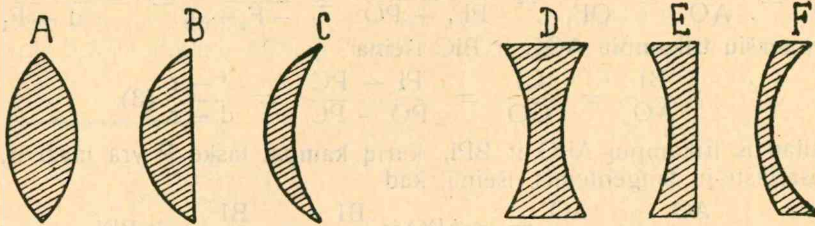
O antrasai fokinis atstumas $F_2 = \frac{nr}{n-1}$, arba $\frac{1}{F_2} = \frac{n-1}{nr}$. Taigi $\frac{1}{f} - \frac{1}{dn} = \frac{n-1}{nr} = \frac{1}{F_2}$.

Bet $\frac{F_2 - f}{F_2} = 1 - \frac{f}{F_2} = 1 - f\left(\frac{1}{f} - \frac{1}{dn}\right) = 1 - 1 + \frac{f}{dn} = \frac{f}{dn}$, ką ir turėjome įrodyti. Taigi apskaitant padidinimą galima vartoti vieną iš augščiau duotų padidinimo formulų, kaip bus patogiau. Iš to, kad tos formulos yra identiškos, išeina, kad visos konstrukcijos linijos, pavartotos piešiniams 66 ir 67 nupiešti, susikerta viename taške B.

Iš $\frac{BI}{AO} = \frac{f}{nd}$ išeina, kad vaizdas bus realus visais tais atvejais, kada f bus neigiamas. Ir padidinimas tada bus neigiamas. Tai reiškia, kad vaizdas bus atvirkščias. O kada f teigiamas, tai vaizdas menamas ir tiesioginis.

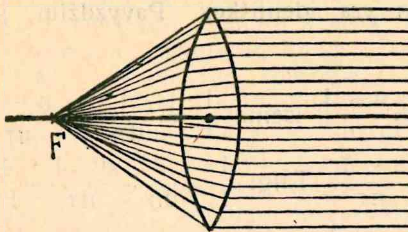
Dabar mes galime imti nagrinėti šviesos lūžimą linzėse, arba lęšiuose. Linzė, arba lęšis, vadinasi dalis mediumo (stiklo, akmens druskos, kalnų kristalo ir t. t.), apriboto kreivais paviršiais, dažniausiai sferiškais paviršiais. Vienas iš tų paviršių gali būti plokščias. Tada į tokį paviršių galima žiūrėti kaipo į dalį sferiško paviršiaus be galo didelio stipino. 68 piešinys atvaizduoja dviejų tipų linzes, po tris kiekvieno tipo. Linzės A, B, C surenka lygiagrečius spindulius į vieną tašką (žiūr. 69 pieš.). Todel tos linzės vadinasi renkamosios linzės. Jos visuomet per vidurį storesnės ir plonesnės kraštuose. Kitą linzių tipą atvaizduoja 68 piešinys D, E, F. Einąs per jas lygiagrečių spindulių pluoštas prasiskiria (žiūr. 70 pieš.). Taigi šito tipo linzės vadinasi sklaidomosios linzės. Jos per vidurį visuomet plonesnės, o iš krantų storesnės. Linija, nutiesta per centrus abiejų kreivų arba sferiškų paviršių, vadinasi didžioji lęšio ašis. Kada vienas linzės paviršius plokščias, tai pagrindinė ašis yra normalioji tam paviršiui ir eina per kito paviršiaus kreivumo centrą. Taškai, kur didžioji ašis susikerta su lęšio paviršiais, vadinasi lęšio ašigaliai. Pjūvis per lęšį plokšme statmenai pagrindinei

ašiai ir per lęšio vidurį vadinasi didysis pjūvis. 68 piešinys atvaizduoja tokius didžiuosius įvairių lęšių pjūvius. Kada lęšio krantų linija sudaro ratą, tada to rato diametras vadinasi lęšio apertūra. Teigiami ir neigiami atstumai skaitomi taip, kaip nurodyta kalbant apie šviesos lūžimą einant šviesai per sferiškus paviršius.

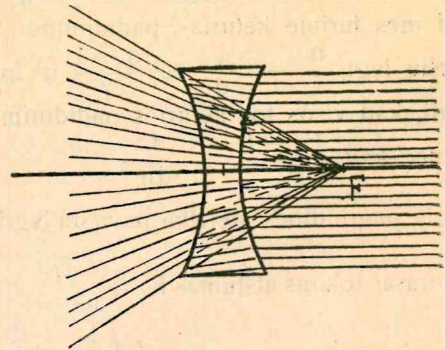


68 pieš.

Didžiojo pjūvio formos atžvilgiu lęšiai, kuriuos atvaizduoja 68 piešinys, vadinasi taip: lęšis A dvigubai iškilas, lęšis B plokščiai iškilas, arba iškilai - plokščias, lęšis C iškilai įgaubtas, arba gaubtai - iškilas (meniskas), lęšis D abipus gaubtas, lęšis E plokščiai įgaubtas, arba įgaubtai plokščias, ir pagaliau lęšis F iškilai-įgaubtas arba įgaubtai-iškilas.



69 pieš.



70 pieš.

Tesirandie tos ar kitos formos lęšis iš medžiagos lūžimo koeficiento n tuštumoje arba ore ir tesirandie prieš šitą lęšį ant jo didžiosios ašies šviesos taškas atstumo d nuo artimiausio lęšio paviršiaus ir tesie pagaliau šito paviršiaus kreivumo stipinas r_1 ir f' atstumas ant didžiosios ašies, kur susidarys šviesos taško vaizdas, perėjus spinduliams per šitą paviršių. Tad šitam paviršiui galioja bendra sferiškų paviršių lygtis $\frac{n}{f'} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r_1}$. Toliau tesie t atstumas tarp linzės abiejų ašigalių arba linzės storumas ir tesie tasai dydis mažas. Vadinasi, mes čia sekame šviesos perėjimą per plonas linzes, tiek plonas, kad atstumas tarp dviejų linzės ašigalių t yra labai mažas dydis palyginant su kitais linzės atstumais. Taigi vaizdas atstumo f' nuo vieno linzės paviršiaus bus atstumo f' + t nuo kito linzės paviršiaus, ir tasai vaizdas bus tam kitam linzės paviršiui šviesos tašku ir, vadinasi, pereinant per tą kitą linzės paviršių duos vaizdą, sakysime, atstumo f nuo to paviršiaus ašigalio. Taikinant bendrą sferiškų paviršių lygtį tuo atveju reikia neužmiršti, kad šviesos spinduliai, pereidami per antrąjį linzės paviršių, išeina į orą arba į tuštumą. Vadinasi, antrajam linzės paviršiui lūžimo koeficientas bus $\frac{1}{n}$. Taigi bendra lygtis tam antrajam linzės paviršiui reiks parašyti taip: $$\frac{\frac{1}{n}}{f} - \frac{1}{f'+t} = \frac{\frac{1}{n}-1}{r_2}$$

$$\text{arba } \frac{1}{nf} - \frac{1}{f' + t} = \frac{1 - n}{r_2 n},$$

$$\text{arba } \frac{1}{f} - \frac{n}{f'} = \frac{1 - n}{r_2}.$$

atmetant t kaipo mažą dydį sulyginant su kitais dydžiais. Čia r_2 reiškia antrojo sferiško paviršiaus kreivumo stipiną. Sudedant šitą lygtį su lygtimi pirmajam linzės paviršiui, mes eliminuosime f' ir gausime: $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = (n - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$. Tai bus bendra lęšių, arba linzių, lygtis, kuri nustato santykius linzių lūžimo koeficiento n, jų kreivumų stipinų, šviesos taško atstumo nuo linzės ant didžiosios ašies d ir vaizdo atstumo nuo linzės ant didžiosios ašies f. Švytimasis taškas atstumo d nuo linzės ant didžiosios ašies duoda vaizdą ant tos pačios ašies atstumo f nuo linzės. Kada f teigiamas, vaizdas bus menamasis. O kada f neigiamas, tai vaizdas bus realus, nes tuomet šviesos spinduliai iš tikrųjų eina per vaizdą.

Kada $f = \infty$, tad $\frac{1}{d} = -(n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$. Atstumas d, kuris išeina iš šitos lygties, vadinasi pirmasai lęšio didysis fokinis atstumdas. Pažymėsime jį raide F_1. Taškas ant didžiosios ašies atstumo F_1 vadinasi pirmasai didysis lęšio fokas. Pluoštas spindulių, kuris išeina iš pirmojo didžiojo foko, kada F_1 teigiamas, arba kuris taiko į šitą tašką, kada F_1 neigiamas, perėjęs per lęšį darosi lygiagretis.

O paėmę $d = \infty$, mes turėsime: $\frac{1}{f} = (n - 1\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$. Atstumas F, kuris išeina iš šitos lygties, vadinasi antrasai didysis lęšio fokinis atstumas. Pažymėsime jį raide F_2. Taškas šito atstumo nuo lęšio ant didžiosios ašies vadinasi antrasai didysis lęšio fokas. Taigi lygiagrečių spindulių pluoštas, kurie eina lygiagrečiai didžiosios ašies, pereidamas per lęšį užlūžta taip, kad sueina šitam taške, kada F_2 neigiamas arba atrodo taip, kad išeina iš šito taško kada F_2 teigiamas. (Tada ištiesti atgal spinduliai sueina tame taške). Aišku iš fokinių atstumų lygties, kad fokiniai atstumai F_1 ir F_2 yra lygūs didumo atžvilgiu ir skiriasi tik ženklais. Vadinasi, abudu fokai randasi to pat atstumo nuo linzės, tik iš priešingų jos pusių. Dažniausiai kalbama apie fokinį lęšio atstumą F turint galvoj antrąjį didįjį lęšio fokinį atstumą. Turint tą galvoj, lęšio lygtis įgauna tokį pavidalą: $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$.

Apskaitant iš lygties $\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$ F, reikia turėti galvoj ženklus stipinų r_1 ir r_2. Duosime čia fokinius atstumus dažniausiai vartojamų linzių,

1) Dvigubai iškilam lęšiui: čia kreivumo stipinas r_1 lęšio paviršiaus, artimiausio švytimajam taškui, bus neigiamas dydis, o kreivumo stipinas r_2 antrojo lęšio paviršiaus, tolimesnio nuo švytimojo taško, bus teigiamas.

$$\text{Taigi } \frac{1}{F} = (n - 1)\left(-\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = -(n - 1)\left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_2}\right).$$

Jeigu mes turime abipus iškilą lęšį iš stiklo, kurio lūžimo koeficientas yra lygus $^3/_2$ ir jeigu lęšio sferiški paviršiai yra to paties stipino r, tad tokiam lęšiui galioja lygtis:

$$\frac{1}{F} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{2}{r} = -\frac{1}{r}, \text{ arba } F = -r.$$

Vadinasi, tokio lęšio fokinis atstumas yra lygus sferiškų paviršių kreivumo stipinui. Neigiamas ženklas prie r reiškia, kad tokio lęšio fokas bus iš kitos pusės lęšio kaip švytimasis taškas.

2) Plokščiai iškilam lęšiui: kada jo plokščias paviršius arčiau nuo švytimojo taško kaip iškilas paviršius, tad $r_1 = \infty$ ir $\frac{1}{r_1} = 0$. Tolimesnio sferiško paviršiaus

kreivumo stipinas r_2 bus čia teigiamas ir todel tokiam lęšiui $\frac{1}{F} = -(n-1)\frac{1}{r_2}$. Jeigu tas lęšis iš stiklo lūžimo koeficiento $^3/_2$, tad $\frac{1}{F} = -\frac{1}{2r_2}$, arba $F = -2r_2$. Taigi tokio lęšio fokinis atstumas bus dukart didesnis kaip abipus iškilo lęšio, jeigu tik tiems lęšiams $r = r_2$. Neigiamas ženklas ir čia reiškia, kad fokas bus iš kitos pusės lęšio kaip švytimasis taškas. Pasukus šitą lęšį taip, kad jo iškilas paviršius būtų arčiau nuo švytimojo taško kaip plokščias paviršius, mes turėsime r_2 su neigiamu ženklu ir $r_1 = \infty$ irgi su neigiamu ženklu. Taigi $\frac{1}{F} = -(n-1)\frac{1}{r_2}$. Vadinasi, gausime tą patį fokinį atstumą.

3) Įgaubtai iškila linzė: čia abiejų paviršių kreivumo centrai visuomet randasi iš vienos pusės lęšio. Vadinasi, abudu stipinai arba teigiami arba neigiami ir $\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$, arba $\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)$. Taigi fokinis atstumas didumo atžvilgiu bus tas pats, ar lęšis bus atkreiptas į švytimąjį tašką gaubtu paviršium, ar iškilu paviršium. Kada $r_1 > r_2$, arba $\frac{1}{r_1} < \frac{1}{r_2}$, fokinis atstumas turi neigiamą ženklą ir, vadinasi, fokas randasi ant didžiosios ašies iš kitos lęšio pusės kaip švytimasis taškas. Kada gi $r_1 < r_2$ arba $\frac{1}{r_1} > \frac{1}{r_2}$, tai fokinis atstumas bus teigiamas tuo atveju, kada abudu stipinai teigiami. Vadinasi, fokas bus ant didžiosios ašies toj pačioj lęšio pusėj, kur randasi švytimasis taškas. Padarytos čia išvados liečia ne tik lęšį C, atvaizduotą 68 piešiniu, bet ir lęšį F (sklaidomojo tipo).

4) Abipus gaubtas lęšis: čia vienas stipinas, sakysime r_1, bus teigiamas, o kitas r_2 neigiamas, arba atbulai, ir todel $\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$. Taigi fokinis atstumas čia bus teigiamas, ir lęšio fokas bus toj lęšio pusėj, kur randasi švytimasis taškas.

5) Plokščiai įgaubtas lęšis: jeigu plokščias paviršius atkreiptas į švytimąjį tašką, tai $r_1 = \infty$, ir r_2 bus neigiamas. Todel $\frac{1}{F} = (n-1)\frac{1}{r_2}$. Vadinasi, fokinis atstumas bus teigiamas. Apsukę šitą lęšį taip, kad į švytimąjį tašką būtų atkreiptas gaubtas paviršius, mes gausime tą patį rezultatą.

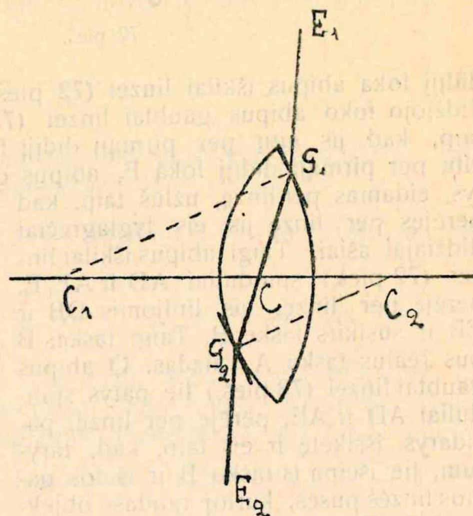
Taigi darant išvadą iš išdėstytų čia santykių mes konstatuosime, kad visi tie lęšiai, kurių storumas didėja einant nuo vidurio į periferiją, turi taigiamus fokinius atstumus, o tie lęšiai, kurių storumas mažėja einant nuo vidurio į periferiją, turi neigiamus fokinius atstumus.

Jau anksčiau pasakyta (žiūr. 69 ir 70 pieš.), kad lygiagrečių spindulių pluoštas, kuris eina lygiagrečiai didžiajai ašiai, užlūžta eidamas per lęšį neigiamo fokinio atstumo taip, kad iš tikrųjų sueina to lęšio foke. Mes sakome, kad toksai lęšis surenka spindulius arba sukoncentruoja juos. O eidami per lęšį teigiamo fokinio atstumo lygiagrečių didžiajai ašiai spindulių pluoštas užlūžta taip, kad skiriasi, tarytum, išeidamas iš menamojo foko. Todel tokie lęšiai vadinami sklaidomaisiais lęšiais.

Iš pagrindinės lęšių lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$ išeina $\frac{1}{f} = \frac{1}{d} + \frac{1}{F}$. Turint sklaidantį spindulius lęšį, F bus teigiamas. Taigi jeigu ir d bus teigiamas, tai ir f bus teigiamas. Vadinasi, realus objektas duos menamąjį vaizdą. Be to, kadangi $\frac{1}{f} = \frac{1}{d} + \frac{1}{F}$, tai $\frac{1}{f} > \frac{1}{d}$, arba $f < d$. Taigi menamasis vaizdas bus arčiau nuo lešio kaip realus objektas.

Koncentruojamajam lęšiui mes turime $\frac{1}{f} = \frac{1}{d} - \frac{1}{F}$, nes čia fokinis atstumas F yra neigiamas dydis. Jeigu $\frac{1}{d} < \frac{1}{F}$ arba $d > F$, žodžiais, kada realus objektas yra toliau nuo lęšio kaip jo pirmasai didysis fokas, tai $\frac{1}{f}$ yra neigiamas dydis ir, vadinasi, ir f neigiamas dydis, ir todel vaizdas yra realus. O jeigu $\frac{1}{d} > \frac{1}{F}$ arba $d < F$, žodžiais, kada realus objektas randasi arčiau nuo lęšio kaip jo pirmasai didysis fokas, tai $\frac{1}{f}$ ir, vadinasi, f yra teigiami dydžiai, ir vaizdas bus menamasis.

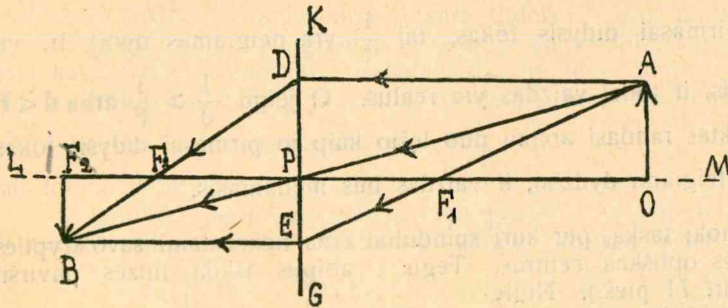
Kiekviena linzė turi tokį tašką, per kurį spinduliai eina nekeisdami savo krypties. Tasai taškas vadinasi linzės optiškas centras. Tegu į abipus iškilą linzės paviršių krinta spindulys $E_1 G_1$ (žiūr. 71 pieš.). Nutiesime taške G_1 liečiamąją liniją linzės paviršiui. Spindulys, prasiskverbęs į linzę, eina kryptimi $G_1 G_2$ ir krinta į kitą linzės paviršių taške G_2. Jeigu taškas G_2 taip orientuotas iš atžvilgio į tašką G_1, kad per jį galima nutiesti liečiamąją liniją lygiagrečiai liečiamajai linijai, nutiestai per tašką G_1, tai spindulio kryptis $E_1 G_1$, prieš įeinant į linzę, bus lygiagreti spindulio krypčiai $G_2 E_2$ išėjus iš linzės, nes tada mes turėsime perėjimą spindulio per ploną plokštelę (vadinasi, turime galvoj ploną linzę), apribota lygiagrečiomis plotmėmis. Taigi ir atbulai, jeigu spindulys $E_1 G_1 C G_2 E_2$ pereina per linzę taip, kad $E_1 G_1 \,||\, G_2 E_2$, tai liečiamos linijos (arba liečiamos plokšmės) taškuose G_1 ir G_2 yra lygiagrečios. Iš tikrųjų stipinai $C_1 G_1$ ir $C_2 G_2$, nutiesti iš linzės sferiškų paviršių centrų į taškus G_1 ir G_2, bus normalėmis liečiamoms linijoms arba plotmėms taškuose G_1 ir G_2. Taigi jeigu tos liečiamosios linijos lygiagretės, tai ir abudu stipinai bus lygiagreti. Tegu linija $G_1 G_2$ susikerta su linzės didžiąja ašimi taške C. Trikampiai $C_1 C G_1$ ir $C_2 C G_2$ yra panašūs, nes $\angle G_1 C_1 C = \angle G_2 C_2 C$, nes $C_1 G_1 \,||\, C_2 G_2$ ir $\angle C_1 C G_1 = \angle C_2 C G_2$. Iš tų trikampių panašumo išeina $\frac{C_1 C}{C_2 C} = \frac{C_1 G_1}{C_2 G_2}$. Žodžiais tai reiškia, kad atstumas tarp linzės sferiškų paviršių centrų pasidalina į dvi dali, proporcingas paviršių stipinams, ir, vadinasi, taškas C užima aiškiai apibrėžtą būklę. Kas čia pasakyta apie spindulį $E_1 G_1 G_2 E_2$, galima atkartoti ir apie bet kurį kitą spindulį, kuris pereidamos per linzę nekeičia savo krypties. Vadinasi, kiekvienas toks spindulys eina linzėje per tašką C. Taigi ir atbulai, kiekvienas spindulys, kuris eina per tašką C, pereina per linzę neatsilenkdamas nuo savo pirmutinės krypties, nes ištiesus stipinus į spindulio kritimo ir išėjimo taškus, tie stipinai bus lygiagrečiai. Taigi taškas C ir yra linzės optiskas centras. Kada linzė plona, mes galime skaityti, kad optiškas linzės centras ir du jos taškai, kur ašis perkerta jos paviršius, susilieja į vieną tašką.



71 pieš.

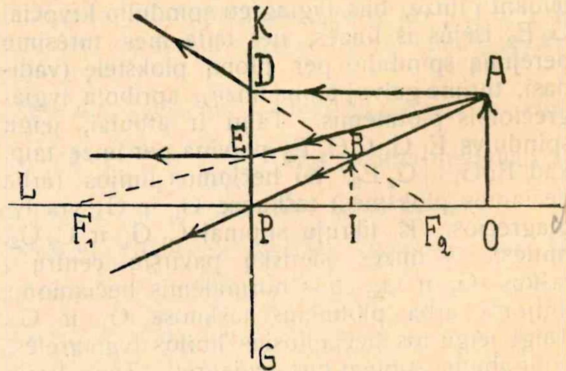
Parodysime dabar, kaip grafiškai konstruojamas tam tikro didumo objekto vaizdas linzėje. 72 ir 73 piešiniai patiekia schemą vaizdo konstrukcijos renkamoje linzėje (sakysime, abipus iškiloje linzėje) ir sklaidomoje linzėje (sakysime, abipus gaubtoje). Ir vienu ir kitu atveju linija LM reiškia linzės didžiąją optikos ašį, linija KG didįjį linzės pjūvį (tiksliai kalbant, GK yra susikirtimo linija didžiosios linzės plokšmės su

popieriaus plokšme). Taškas P yra linzės ašigalis, taškai F_1 ir F_2 linzių didieji fokai, ir linija AO, nutiesta statmeniškai didžiajai ašiai, reiškia objektą, pastatytą ties linze atstumo d nuo linzės. Kaip jau anksčiau parodyta, konstruojant vaizdo objektą, pastatytą prieš sferišką paviršių norint surasti taško A vaizdą, reikia iš taško A tęsti tokius spindulius, kuriems mes žinome, kaip jie eis perėję per linzę (čia mes leidžiame, kad iš abiejų linzės pusių randasi oras arba tuštuma ir kad spinduliai užlūžta tik įeidami į linzę ir išeidami iš jos). Taigi iš taško A mes tiesiame spindulį AD lygiagrečiai didžiajai ašiai. Tasai spindulys, pereidamas per linzę, užlūš taip, kad jis eis per antrąjį



72 pieš.

didįjį foką abipus iškilai linzei (72 pieš.) arba atrodys taip, kad jis išeina iš antrojo didžiojo foko abipus gaubtai linzei (73 pieš.). Toliau, ištiesime iš taško A spindulį taip, kad jis eitų per pirmąjį didįjį foką F_1 abipus iškilai linzei, arba kad jo tąsa eitų per pirmąjį didįjį foką F_1 abipus gaubtai linzei. Ir pirmu ir antru atveju spindulys, eidamas per linzę, užlūš taip, kad perėjęs per linzę jis eis lygiagrečiai didžiajai ašiai. Taigi abipus iškilai linzei (72 pieš.) spinduliai AD ir AF_1E, perėję per linzę, eis linijomis DB ir EB ir susikirs taške B. Taigi taškas B bus realus taško A vaizdas. O abipus gaubtai linzei (73 pieš.) tie patys spinduliai AD ir AE, perėję per linzę, pasidarys išsikėtę ir eis taip, kad, tarytum, jie išeina iš taško B ir iš tos pačios linzės pusės, kurioj randasi objektas AO. Taigi abipus gaubtoje linzėje susidarys menamasis vaizdas taško A. Kadangi mes čia turime darbo su labai plona linze, tai į tašką P mes galime žiūrėti kaipo į linzės optišką centrą, ir todel spindulys AP, nutiestas iš taško A per tašką P, pereis per linzę visiškai nenukrypdamas. Aišku, kad ir šitas spindulys, perėjęs per linzę, susikirs su spinduliais DB ir DE taške B. Taigi paėmę du iš nurodytų čia trijų spindulių ir nupiešę jų linijas perėjus jiems per linzę, mes gausime būklę taško A vaizdo, kur tie du spinduliai arba jų tąsa atgal nuo linzės susikirs. Kur iš tikrųjų susikirs spinduliai, ten mes turėsime realų vaizdą. Kur susikirs spindulių linijos, nutiestos atgal nuo linzės, bus menamasis vaizdas, nes tada mums atrodys, kad spinduliai, perėję per linzę, eina taip, kad, tarytum, jie išeina iš šito taško vaizdo.



73 pieš.

Jeigu kitas kraštutinis objekto AO taškas O randasi ant didžiosios ašies, tai, suradę taško A vaizdą B, mes gausime objekto AO vaizdą, nutiesę iš taško B statmenį BI į didžiąją ašį.

Iš panašumo trikampių BIP ir AOP išeina padidinimas (arba sumažėjimas) $\frac{BI}{AO} = \frac{PI}{PO} = \frac{f}{d}$, jeigu mes, kaip ir anksčiau, raide d pažymėsime objekto atstumą AO nuo linzės, o raide f vaizdo BI atstumą nuo linzės.

Toliau iš panašumo trikampių EPF_1 ir AOF_1 išeina padidinimas

$$\frac{PE}{AO} = \frac{IB}{AO} = \frac{F_1P}{F_1O} = \frac{PF_1}{PO - PF_1} = \frac{F}{d + F}.$$

Čia F bus linzės didysis fokinis atstumas (anksčiau jau parodyta, kad tai pačiai linzei abudu fokiniai atstumai bus didumo atžvilgiu lygūs).

Toliau iš panašumo trikampių BIF_2 ir DPF_2 išeina

$$\frac{IB}{PD} = \frac{IB}{AO} = \frac{IF_2}{PF_2} = \frac{PF_2 - PI}{PF_2} = \frac{f - F}{F}.$$

Nesunku parodyti, kad šitos trys padidinimo formulos yra identiškos, turint galvoj pagrindinę linzės lygtį $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$. Pavyzdžiui, iš $\frac{F}{d + F}$ išeina $\frac{1}{\frac{d}{F} + 1} = \frac{1}{d.\frac{1}{F} + 1}$.

Pakeitę čia dydį $\frac{1}{F}$ jo verte, paimta iš pagrindinės linzės lygties, mes turėsime:

$$\frac{1}{d\left(\frac{1}{f} - \frac{1}{d}\right) + 1} = \frac{\frac{1}{d}}{\frac{1}{f}} = \frac{f}{d}.$$

Taigi išeina, kad pirma ir antra padidinamosios formulos yra identiškos. Taip pat galima įrodyti, kad ir kitos formulos yra identiškos.

Iš pagrindinės lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$ išeina objekto ir vaizdo santykiai reliatyvioms būklėms.

Kada objektas yra labai toli nuo linzės ($d = \infty$), tai jo vaizdas bus linzės foke F. Tasai vaizdas bus labai mažas (taškas).

Iš tos pačios lygties, taikinant ją abipus iškilai linzei, aišku, kad artinantis objektui prie linzės, vaizdas tols nuo linzės ir bus toliau kaip fokas, Kadangi antrasai didysis fokas F abipus iškilai linzei randasi neigiamoj linzės pusėj, tai linzei pagrindinė lygtis atrodo taip: $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = - \frac{1}{F}$. Tesirandie objektas atstumo 3 F nuo linzės. Tad vaizdas bus atstumo f, kuris išeina iš lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{3F} = - \frac{1}{F}$, arba $\frac{1}{f} = \frac{1}{3F} - \frac{1}{F} = - \frac{2}{3F}$. Iš čia išeina $f = \frac{3}{2}$ F. Taigi tokiu atveju vaizdas bus iš neigiamos linzės pusės atstume nuo linzės, kuris yra lygus 1,5 fokinio atstumo. Nesunku matyti, kad tasai vaizdas bus atvirkščias, realus ir sumažintas. Kada objektas bus atstumo 2 F nuo linzės, tai ir vaizdas bus tam pačiam atstume ir tokio pat didumo. Prisiartinus objektui ligi 1,5 F nuo linzės, vaizdas atsidurs atstumo 3 F nuo linzės. Vaizdas bus tada realus, atvirkščias ir padidintas, kaip nesunku matyti, pasinaudojus viena iš padidinamųjų formulų.

Kada objektas pateks į didįjį linzės foką, vaizdas atsidurs begalinio atstumo ir bus be galo didelis.

Pagaliau patalpinus objektą tarp linzės ir jos didžiojo foko, vaizdas bus padidintas, tiesioginis ir menamasis. Tasai vaizdas bus toliau nuo linzės, kaip jos didysis fokas, kada atstumas objekto nuo linzės bus didesnis kaip pusė fokinio atstumo. Tegu, pavyzdžiui, $d = \frac{3}{4}$ F. Tad iš lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = - \frac{1}{F}$ išeina $\frac{1}{f} = \frac{4}{3F} - \frac{1}{F} = \frac{1}{3F}$, arba $f = 3F$. Vadinasi, tuo atveju menamasis vaizdas bus atstume nuo linzės 3 sykius didesnio, kaip didysis fokinis atstumas.

Abipus gaubtai linzei iš lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$ išeina, kad artinantis objektui prie linzės ir vaizdas artinasi prie linzės, ir atbulai. Bet visais atvejais vaizdas bus menamasis, arčiau nuo linzes kaip objektas, sumažintas ir tiesioginis. Todel renkamosios linzės vadinamos dar didinamaisiais stiklais, o sklaidomosios linzės mažinamaisiais stiklais.

Paimsime dabar dvi plonas linzes ir sudėsime jas taip, kad jos būtų kontakte viena su kita. Tegu tų linzių didieji fokiniai atstumai bus F_1 ir F_2 ir tegu jos taip sudėtos, kad turi bendrą didžiąją ašį. (Taip sudėtos linzės vadinasi centruotos, arba koaksiales, linzės, nes jų centrai randasi ant tos pačios linijos). Švytimasis taškas, kuris randasi ant didžiosios ašies atstumo d nuo pirmos linzės (fokinio ilgio F_1), užlūžus jo spinduliams einant per pirmą linzę, duos vaizdą atstumo f' nuo tos linzės. Taigi taikindami bendrą linzių lygtį, mes turėsime: $\frac{1}{f'} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F_1}$. Tesie storumas abiejų linzių t. Tad tasai vaizdas bus atstumo f' + t nuo antrosios linzės ir bus tai antrajai linzei objektu, kurio spinduliai, einant per antrąją linzę, užlūš ir duos vaizdą atstumo f nuo tos linzės. Taikindami bendrą linzių lygtį antrajai linzei, mes turėsime: $\frac{1}{f} - \frac{1}{f'+t} = \frac{1}{F_2}$ arba $\frac{1}{f} - \frac{1}{f'} = \frac{1}{F_2}$, nes abi paimtos linzės plonos ir jų abiejų storumas t, kaipo mažas dydis, galima atmesti, lyginant su f'. Sudėdami lygtis vienai ir kitai linzei mes gausime: $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}$.

Priėmus $d = \infty$ iš šitos lygties išeina $\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}$. Čia F reiškia antrąjį pagrindinį fokinį atstumą dviejų plonų linzių kombinacijos. Žodžiais, dvi plonos linzės kontakte arba labai arti viena nuo kitos fokinių atstumų F_1 ir F_2 galima pakeisti viena plona linze fokinio atstumo F, kurio didumas išeina iš augščiau duotos lygties. Patalpinus ploną linzę fokinio atstumo F toje vietoje, kur randasi dviejų plonų linzių kombinacija, tokia linzė duoda vaizdą to paties didumo ir toj pačioj būklėj kaip ir dviejų linzių kombinacija. Todel tokia linzė vadinasi linzių kombinacijos ekvivalentas.

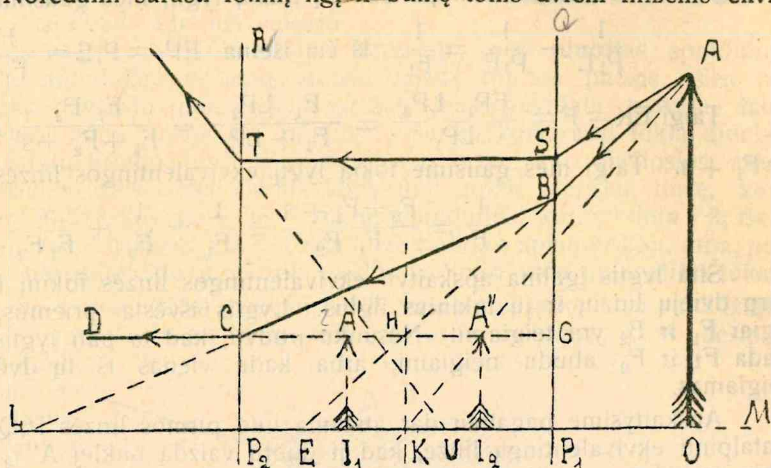
Galvojant taip, nesunku prieiti prie išvados, kad visa eilė plonų linzių atstumų $F_1, F_2, F_3 \ldots F_n$, kada tos linzės yra kontakte arba labai arti viena nuo kitos, galima pakeisti viena joms ekvivalentinga linze fokinio atstumo F, kurio didumas duotas lygtimi $\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{1}{F_3} \cdots \frac{1}{F_n}$. Taikinant šitą lygtį reikia tik atsiminti, kad $F_1, F_2, F_3 \ldots F_n$ yra antrieji didieji fokiniai atstumai arba ilgiai atitinkamų linzių ir todel turi turėti atitinkamus ženklus + arba —, einant šito straipsnio pradžioje duota taisykle.

Pastaroji lygtis rodo, kad algebrinė suma eilės linzių fokinių atstumų atvirkščių dydžių yra lygi ekvivalentingos linzės fokinio atstumo arba ilgio atvirkščiam dydžiui. Taigi atliekant įvairius apskaitymus su linzėmis priimta turėti galvoj jų fokinių ilgių atvirkščius dydžius. Linzės fokinio ilgio atvirkščias dydis fizikoje ir oftalmologijoje vadinasi linzės stiprumas, arba galia, ir matuojamas dioptrijomis, skaitant, kad linzė fokinio ilgio 1 metras turi 1 dioptrijos stiprumą. Okulistų ir fizikų priimta dar laikyti renkamųjų linzių stiprumą teigiamu, o sklaidomųjų linzių stiprumą neigiamu. Taigi, norint išreikšti duotos linzės stiprumą dioptrijomis, reikia išreikšti jos fokinį ilgį metrais (metro dalimis), paimti atvirkščią dydį ir pakeisti ženklą (nes antrasai didysis renkamosios linzės fokinis ilgis turi neigiamą ženklą, o sklaidomosios linzės—teigiamą ženklą). Pavyzdžiui, renkamosios linzės stiprumas antrojo didžiojo fokinio ilgio — 5 cm. bus $+ \frac{1}{5/100} = 20$ dioptrijų.

Kada dvi plonos linzės turi bendrą didžiąją optikos ašį, bet patalpintos taip, kad atstumas tarp jų, kurį pažymėsime raide s, nebemažas, lyginant, sakysime, su jų fo-

kiniais ilgiais, tai tada negalima surasti tokios linzės, kuri patalpinta bet kurioj būklėj duotų vaizdą to paties didumo ir tokioj būklėj kaip ir linzių kombinacija. Bet galima surasti tokia linzė, kuri patalpinta tam tikroje vietoje duoda vaizdą to paties didumo, bet ne toj pačioj būklėj kaip ir linzių kombinacija (čia visą laiką turima galvoj plonos linzės). Tokia linzė tada irgi vadinasi linzių kombinacijų ekvivalentas.

Tegu LM bus bendra didžioji optikos ašis dviejų sklaidomųjų linzių atstumo s viena nuo kitos (žiūr. 74 pieš.), P_1Q ir P_2R bus tų linzių didžiosios plokšmės, P_1 ir P_2 bus jų ašigaliai ir, vadinasi, $P_1 P_2 = s$, AO objektas, patalpintas prieš linzę P_1Q statmenai didžiajai ašiai. Norėdami surasti fokinį ilgį ir būklę toms dviem linzėms ekvivalentingos linzės, kuri duos vaizdą objekto OA tokio pat didumo, kaip ir linzių P_1Q ir P_2R kombinacija, nutiesime iš taško A spindulį AB. Tesusikertie to spindulio tęsinys BE su didžiąja ašimi taške E. Perėjęs per linzę P_1Q, tasai spindulys AB užlūžta ir eina išilgai BC. Tesusikertie tęsinys BC su didžiąja ašimi taške L. Pagaliau priimsime dar, kad spindulys AB taip parinktas, kad, užlūžęs vienoje ir antroje linzėje, jis išeina iš linzių kombinacijos slinkdamas išilgai CD, vadinasi, eina lygiagrečiai didžiajai ašiai. Nutiesime šitą spindulį DC atgal linija CG ligi susikirtimo taške G su linzės P_1Q didžiąja plokšme. Iš to, kas anksčiau pasakyta apie vaizdų kombinaciją linzėse, aišku, kad vaizdo didumas bus apibrėžtas statmenišku atstumu spindulio CD nuo didžiosios ašies. Norėdami surasti vaizdą taško A, ištiesime dabar iš to taško spindulį AS taip, kad jis taikintų į pirmąjį didįjį linzės P_1 foką. Tada tas spindulys, pereidamas per linzę P_1Q, užlūš taip, kad išėjęs iš jos eis išilgai linijos ST lygiagrečiai ašiai. Taigi, perėjęs per antrą linzę P_2R, jis toliau užlūš taip, kad atrodys, kad tarytum jis išeina iš antrojo didžiojo linzės P_2R foko, kuris bus taške U. Taigi vaizdas taško A bus ten, kur susikerta linijos TU ir CG, vadinasi, taške A'. Nutiesę iš šito taško A' statmenį $A'J_1$ mes gausime liniją $A'J_1$, kuri bus objekto AO vaizdas (kadangi mes čia turime darbo su sklaidomosiomis linzėmis, tai čia vaizdas bus menamasis).



74 pieš.

Tesusikertie linijos CG ir BE taške H. Iš taško H nutiesime liniją HK, statmenišką ašiai, ir pašalinsime linzes P_1Q ir P_2R, pakeisdami jas viena plona linze su ašigaliu taške K ir su foku taške E, taip kad HK bus tos linzės didžioji plokšmė, statmeniška didžiajai ašiai. Tad aišku, kad spindulys AH, kuris taiko į linzės KH foką, užlūš pereidamas per tą linzę, taip kad eis išilgai HD, lygiagrečiai ašiai. Nutiesime dar iš taško A spindulį AK taip, kad tas spindulys eitų per linzės HK ašigalį K. Tasai spindulys, kaip jau mes žinome, pereis per linzę nekeisdamas savo krypties. Taigi taškas A'', kur spinduliai AK ir HD susikerta, bus vaizdas taško A, sudarytas refrakcija per linzę HK, ir linija $A''J_2$ statmeniškai pagrindinei ašiai bus objekto AO vaizdas. Aišku, kad $A''J_2 = A'J_1$, ir todel linzė HK, kurios pirmasai didysis fokas randasi taške E, bus ekvivalentinga linzių P_1Q ir P_2R kombinacijai ir duos vaizdą tokio pat didumo, kaip šita kombinacija, tik kitoj būklėj.

Surasime dabar linzės HK fokinį ilgį, išeidami iš duotų dviejų linzių fokinių ilgių ir duoto atstumo tarp jų s. Trikampiai BP_1E ir HKE (žiūr. 74 pieš.) panašūs, ir $HK = CP_2$. Taip pat ir trikampiai BP_1L ir CP_2L panašūs. Taigi mes turime

$$\frac{EK}{EP_1} = \frac{HK}{BP_1} = \frac{CP_2}{BP_1} = \frac{LP_2}{LP_1} \text{ arba } EK = F = \frac{EP_1 . LP_2}{LP_1}.$$

Kadangi spindulys BC, atkreiptas į L, perėjęs per antrąją linzę P_2R, eina lygiagrečiai ašiai, tai taškas L yra pirmasai didysis linzės P_2R fokas ir, vadinasi, $LP_2 = - P_2L = F_2$, jeigu mes ženklu F_2 pažymėsime fokinį linzės P_2R ilgį. Toliau aišku, kad taškai L ir E yra sujungti taškai iš atžvilgio į linzę P_1Q. Tesie linzės P_1Q fokinis ilgis F_1, tad, taikindami jai bendrą linzių lygtį, mes gausime

$$\frac{1}{P_1L} - \frac{1}{P_1E} = \frac{1}{F_1}. \text{ Iš čia išeina } EP_1 = P_1E = \frac{F_1 . LP_1}{F_1 + LP_1}.$$

Taigi $EK = F = \dfrac{EP_1 . LP_2}{LP_1} = \dfrac{F_1 . LP_2}{F_1 + LP_1} = \dfrac{F_1\, F_2}{F_1 + F_2 + s}$, nes $LP_1 = LP_2 + P_2P_1 = F_1 + s$. Taigi mes gausime tokią lygtį ekvivalentingos linzės fokiniam ilgiui:

$$\frac{1}{F} = \frac{F_2 + F_1 + s}{F_1\, F_2} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{s}{F_1 F_2}.$$

Šita lygtis įgalina apskaityti ekvivalentingos linzės fokinį ilgį, žinant atstumą s tarp dviejų linzių ir jų fokinius ilgius. Lygtis išvesta priėmus, kad abudu fokiniai ilgiai F_1 ir F_2 yra teigiami. Nesunku įrodyti, kad ta pati lygtis veikia ir tais atvejais, kada F_1 ir F_2 abudu neigiami, arba kada vienas iš tų dydžių neigiamas, o kitas teigiamas.

Apskaitysime pagaliau dar atstumą nuo pirmos linzės P_1Q, kurio atstumo reikia patalpinti ekvivalentingą linzę, kad ji duotų vaizdą būklėj $A''J_2$ ir tokio pat didumo, kaip vaizdas nuo linzių kombinacijos. Pažymėsime šitą atstumą P_1K raide a. Matuojant šitą atstumą spindulio eigos kryptimi, kaip 74 piešiny, jis bus neigiamas. Vadinasi, jeigu tas atstumas a bus teigiamas, tai ekvivalentinga linzė bus pryšaky linzės P_1Q.

Kaip jau anksčiau yra nurodyta, $\dfrac{EK}{EP_1} = \dfrac{LP_2}{LP_1}$, arba $\dfrac{EK}{EK - P_1K} = \dfrac{F}{F - a} = \dfrac{F_2}{F_2 + s}$,

arba $1 - \dfrac{a}{F} = 1 + \dfrac{s}{F_2}$, iš kur išeina $a = - s\dfrac{F}{F_2}$. Taigi ekvivalentinga linzė, patalpinta atstumo $- s \dfrac{F}{F_2}$ pryšaky pirmosios linzės P_1Q arba atstumo $+ s \dfrac{F}{F_2}$ užpakaly tos linzės, duos vaizdą tokio pat didumo, kaip ir linzių kombinacija.

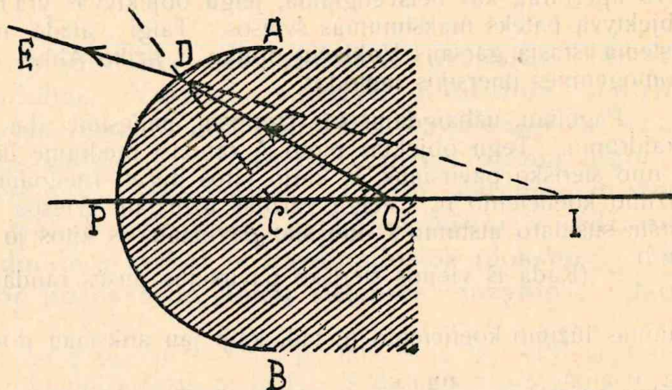
Pagrindinė linzių lygtis $\dfrac{1}{f} - \dfrac{1}{d} = \dfrac{1}{F}$ išvesta spinduliams, kurie eina nuo objekto ir kurie sudaro nedidelius kampus su ašimi. Aišku, kad tokiomis sąlygomis ir spinduliai, kurie sudaro vaizdą, sudaro irgi mažus kampus su didžiąja ašimi. Jeigu šita sąlyga neišpildyta, tai spindulių pluoštas, išeinąs iš objekto, užlūžęs linzėje, duoda tokį spindulių pluoštą, kuris neturi bendro susikirtimo taško. Taigi augščiau duota linzių lygtis galioja tik linzėms mažos apertūros. Kada linzių apertūra nemaža, tad spinduliai, kurie išeina iš bet kurio taško ant linzės didžiosios ašies, perėję per linzę, susikerta su ta ašimi ne viename taške, bet eilėje taškų, būtent, tie spinduliai, kurie krinta į linzės paviršių arčiau nuo jos krantų, užlūžta smarkiau ir susikerta su ašimi arčiau nuo linzės ašigalio, kaip tie spinduliai, kurie krinta į linzės vidurį, kurie pereidami per linzę užlūžta mažiau ir todel susikerta su linzės ašimi toliau nuo linzės ašigalio. Galima sau įsivaizduoti, kad abipus iškila linzė, sudaryta prizmomis, kurių šonai yra liečiamos plokšmės (arba liečiamos linijos) linzės šonams. Aišku, kad abipus iškilai linzei tų prizmų bazės bus atkreiptos į didžiąją ašį ir bus lygiagretės ašiai,

o jųjų laužiamieji kampai bus atkreipti į linzės viršūnes, ir tie laužiamieji kampai bus juo didesni, juo toliau nuo didžiosios ašies bus nutiestos liečiamosios linijos linzės paviršiams. Kadangi mažų kampų prizmoms galioja lygtis $D = A (n - 1)$ (žiūr. 4 §), tai spindulių nukrypimas D bus juo didesnis, juo arčiau nuo linzės krantų kris į ją spinduliai, vadinasi, juo didesnius kampus sudarys tie spinduliai su linzės ašimi.

Abipus gaubtai linzei galioja tas pat, tik su tuo skirtumu, kad čia prizmų bazės bus atkreiptos nuo didžiosios ašies, o prizmų laužiamieji kampai bus atkreipti į didžiąją ašį, ir tie kampai bus juo didesni, juo toliau nuo linzės vidurio bus nutiestos jos šonams liečiamosios plokšmės. Taigi ir abipus gaubta linzė lauš smarkiau spindulius, kurie krinta į ją arčiau nuo jos krantų ir mažiau vadinamuosius centrinius spindulius, kurie krinta į ją netoli nuo jos vidurio.

Šitas linzių savumas vadinasi fizikoje sferine aberacija, nes pluoštas spindulių, išeinąs iš bet kurio taško ant didžiosios ašies, duoda vaizdą ant tos pačios ašies ne taško pavidalu, bet ratuko pavidalu plokšmėje ir mažos sferos pavidalu erdvėje, taip kad vaizdas nuo objekto būna neaiškus, paplitęs. Sunku konstruoti tokią didelės apertūros linzę, kuri surinktų krintančius į ją spindulius iš taško ant didžiosios ašies viename taške ant tos pačios ašies. Bet galima konstruoti tokią sferišką linzę, kuri surenka į vieną tašką ant didžiosios ašies visus tokius spindulius, kurie krinta į ją išeidami iš tam tikro taško ant tos didžiosios ašies. Tokia linzė vadinasi aplanatiškoji, arba, paprastai, aplanatas, ir tam tikros objekto ir vaizdo būklės vadinasi tada aplanatiški fokai.

75 piešinys atvaizduoja pussferišką paviršių APB su centru taške C ir su didžiąja ašimi PCO. Iš kairės šito paviršiaus pusės randasi oras arba tuštuma, o iš dešinės pusės mediumas lūžimo koeficientu n. Tesie kreivumo stipinas r ir tesirandie taškas O ant šitos ašies atstume $CO = \frac{r}{n}$ nuo centro. Patalpinsime švytimąjį tašką taške O ir nutiesime iš to taško spindulį OD popieriaus plokšmėje. Spindulys OD, išeidamas per sferinį paviršių iš mediumo lūžimo koeficiento n, nukryps nuo statmens CD ir slinks ore arba tuštumoje kryptimi DE. Nutiesę spindulį DE atgal ligi susikirtimo su didžiąja ašimi taške I, mes gausime taško O vaizdą, nes einant lūžimo dėsniais spindulys DE bus popieriaus plokšmėje ir todel nutiestas atgal turės susikirsti su didžiąja ašimi, kuri randasi irgi popieriaus plokšmėje. Įrodysime dabar, kad vaizdas I ant didžiosios ašies susidarys atstumo $CI = nr$ nuo centro C ir, be to dar, kad visi spinduliai, kurie išeina iš taško O užlūžę sferiškame paviršiuje eina taip, kad, tarytum, jie išeina iš taško I. Taikindami lūžimo dėsnius, mes turime $\frac{\sin IDC}{\sin ODC} = n$.



75 pieš.

Antra vertus, bet kurie du trikampio šonai santykiuoja kaip priešingų jiems kampų sinai. Vadinasi, $\frac{CD}{CO} = \frac{r}{r/n} = \frac{\sin COD}{\sin ODC} = n$. Taigi $\sin COD = \sin IDC$. Iš kur išeina $\angle COD = \angle IDC$. Bet $\angle COD = \angle ODI + \angle OID$, nes COD yra išorinis kampas trikampiui DOI. Vadinasi, $\angle IDC = \angle ODI + \angle OID = \angle IDO + \angle COD$. Iš čia išeina $\angle OID = \angle CDO$. Toliau iš trikampio IDC išeina

$$\frac{CI}{CD} = \frac{CI}{r} = \frac{\sin CDI}{\sin CID} = \frac{\sin CDI}{\sin CDO} = n.$$

Iš kur išeina $CI = nr$. Taigi spindulys, išėjęs iš taško O atstumo $\frac{r}{n}$ nuo centro C, užlūš per sferišką paviršių taip, kad atrodys, lyg, tarytum, jis išeina iš taško I atstumo nr nuo centro C. Kadangi šitas rezultatas nepareina nuo kampo, kurį spindulys OD sudaro su didžiąja ašimi, tai, vadinas, jis galioja visiems be išimties spinduliams, kurie išeina iš taško O. Vadinasi, visi tokie spinduliai, užlūžę per sferišką paviršių, eis taip, kad, tarytum, jie išeina iš taško I. Taigi taškai O ir I bus tokiomis sąlygomis sujungti taškai, ir jie vadinasi aplanatiški sferiško paviršiaus fokai.

Šita išvada remiasi dideliai padidinamųjų mikroskopų objektyvų konstrukcija. Mikroskopinis objektas, įmerktas į kedro medžio aliejų, ir šviesa nuo jo patenka į apatinę linzę mikroskopo objektyvo. Tai linzei (iš stiklo) suteikta forma mažo pusrutulio, ir plokščias jos paviršius atkreiptas į mikroskopinį objektą ir irgi įmerktas į kedro aliejų. Tokie objektyvai vadinasi imersijos objektyvai. Reikia dar turėti galvoj, kad kedro aliejaus lūžimo koeficientas yra lygus stiklo lūžimo koeficientui (aplamai vartojant imersijos metodą imamas skystimas tokio lūžimo koeficiento, kaip lūžimo koeficientas stiklo, iš kurio pagaminta apatinė mikroskopo objektyvo linzė). Taigi jeigu mikroskopo objektas bus atokumo $\frac{r}{n}$ nuo objektyvo plokščio paviršiaus, tai bus išpildytos sąlygos ir schema, kurias atvaizduoja 75 piešinys. Tada padidinimas, einant viena iš anksčiau nustatytų padidinamųjų formulų, bus $\frac{f}{d} = \frac{nr}{r/n} = n^2$. (Čia kalbama apie padidinimą tik nuo objektyvo). Be to, tokiomis sąlygomis, esant mažai objektyvo apertūrai, kas neišvengiama, jeigu objektyvas yra mažo diametro pusrutulis, per objektyvą pateks maksimumas šviesos. Taigi vaizdo nušvietimas bus tobulas. Šita sistema išrasta garsaus Vokiečių optiko ir fiziko Abbe ir todel žinoma kaipo Abbe homogeninės imersijos metodas.

Pagaliau, užbaigdami šitą straipsnį, paliesime dar klausimą objekto ir vaizdo skaidrumo. Tegu objektas ploto A randasi mediume lūžimo koeficiento n_1 atstumo d nuo sferiško paviršiaus, iš kurio kitos pusės (neigiamos pusės) randasi mediumas lūžimo koeficiento n_2. Jeigu vaizdas užlūžtant šviesos spinduliams per sferišką paviršių susidaro atstumo f nuo šito paviršiaus iš kitos jo pusės, tai padidinimas bus $\frac{n_1 f}{n_2 d}$. (Kada iš vienos sferiško paviršiaus pusės randasi oras, o iš kitos pusės mediumas lūžimo koeficiento n, tad, kaip jau anksčiau įrodyta, padidinimas bus $\frac{f}{n d}$. Čia reikia priimti $n = \frac{n_2}{n_1}$, nes iš abiejų sferiško paviršiaus pusių randasi mediumas lūžimo koeficientų n_1 ir n_2). Jeigu linijinis padidinimas bus $\frac{n_1 f}{n_2 d}$, tai vaizdo plotas bus didesnis kaip objekto plotas santyky $\frac{n_1^2 f^2}{n_2^2 d^2}$. Vadinasi, vaizdo plotas bus $A \frac{n_1^2 f^2}{n_2^2 d^2}$. Pažymėsime objekto skaidrumą raide L (žiūr. 1 §) ir nušviestą plotą laužiamojo paviršiaus raide A'. Tokiomis sąlygomis nušvietimas laužiamojo paviršiaus bus $\frac{A A^1 L}{d^2}$. Priimsime, kad visa šita šviesa eina vaizdo sudarymui. Tad vaizdo skaidrumas bus

$$\frac{A A^1 L}{d^2} : \left\{ \frac{A^1}{f^2} \times \frac{n_1^2 f^2 A}{n_2^2 d^2} \right\} = \frac{n_2^2 L}{n_1^2}.$$

Priimsime dabar, kad šviesa, užlūžus per pirmą sferišką paviršių, užlūžta dar per antrą į mediumą lūžimo koeficiento n_3. Tad naujo vaizdo skaidrumas bus

$$\frac{n_3^2}{n_2^2} \cdot \frac{n_2^2 L}{n_1^2} = \frac{n_3^2}{n_1^2} L.$$

Iš čia aišku, kad užlūžus šviesai per eilę sferiškų paviršių ir įėjus jai į paskutinį mediumą lūžimo koeficiento n_m, susidariusio vaizdo skaidrumas bus $\frac{n^2_m}{n_1^2}$ L. Bet jeigu pirmutinis mediumas ir paskutinis bus tas pat, sakysime, oras, tad $n^2_m = n_1^2$ ir vaizdo skaidrumas bus lygus L — objekto skaidrumui, jeigu tik niekur mes neturėsime šviesos nuostolių. Bet iš tikrųjų be šviesos nuostolių mes neapsieisime. Tam tikra dalis šviesos bus atmušta nuo sferiško paviršiaus. O kita dalis šviesos bus absorbuota, pereinant jai per įvairius mediumus, nes absoliučiai skaidrių mediumų nėra. Taigi iš tikrųjų vaizdas, sudarytas šviesos lūžimu per eilę linzių, visuomet būna silpniau nušviestas kaip objektas. Be to, reikia dar turėti galvoj, kad ne visuomet visi spinduliai nuo vaizdo pateks į akies lėlytę. Juo mažiau tokių spindulių pateks, juo silpnesnis pasirodys vaizdo skaidrumas. O tokiais atvejais, kada šviesos spinduliai nuo vaizdo visi patenka į šviesos lėlytę, vaizdo skaidrumas nepareina nuo linzės apertūros, bet, kaip mes žinome, vartodami linzės didesnių apertūrų mes susidursime su sferine aberacija. Vaizdas bus neaiškus ir paplitęs, ir mes nematysime aiškiai objekto detalių. Taigi praktikoje prisieina pasitenkinti silpnesniu skaidrumu, vartojant mažų apertūrų linzės, kad galima būtų matyti objekto smulkmenas.

Kada linzės pagalba vaizdas atmetamas ekrane, tai vartojama linzės didesnių apertūrų, nes čia svarbu, kad vaizdas būtų geriau nušviestas.

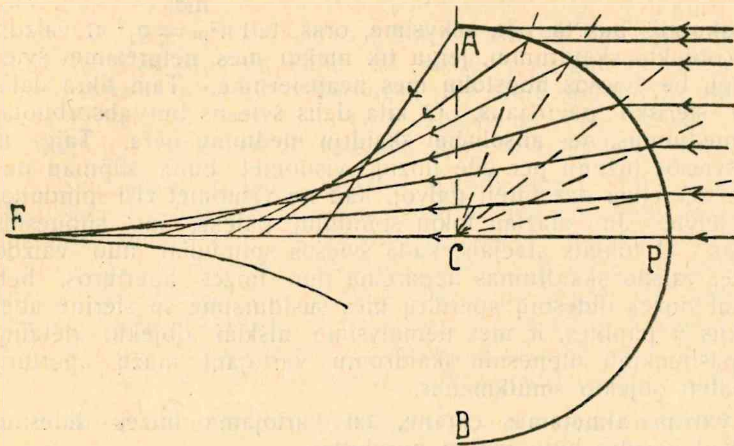
Teleskopas, vartojamas naktį, kaip žinoma, daro tolimus objektus skaidresnius, kaip žiūrint į juos tiesioginai akimis. Tai pareina nuo fiziologiškų savumų mūsų akies, kuri nesugeba aiškiai matyti mažus objektus, jeigu jie silpnai nušviesti, tuomet kaip didelius objektus ji mato gana aiškiai ir, palyginti, silpnai nušviestus.

7 §. Caustica užlūžtant spinduliams per sferiškus paviršius. Fokinės linijos. Astigmatiški spinduliai. Vaizdai, sudaryti nuožulnia centrine refrakcija. Vaizdo, sudaryto ekscentrinių spindulių, kreivumas ir išdarkymas. Sferinės linzių aberacijos sumažinimas. Linzių fokinių ilgių ir jų kreivumo stipinų nustatymas. Sferometras. Linzių sistemos ir storų linzių savumai. Gauso ir Helmholtz'o dėsniai. Didieji taškai ir didžiosios plokšmės. Mazgai. Kardinalieji taškai ir kardinaliosios plokšmės. Metodai surasti storos linzės arba linzių sistemos mazgams.

76 piešinys atvaizduoja didįjį pusiau sferiško paviršiaus piūvį APB su centru taške C, su ašigaliu taške P ir su didžiąja ašimi PCF. Iš dešinės pusės sferiško paviršiaus randasi oras, o iš kairės stiklas lūžimo koeficiento $n = 1{,}5$. Remdamies 3 § nurodyta taisykle mes kiekvienam krintančiam į sferišką paviršių spinduliui galime konstruoti atitinkantį užlūžusį spindulį. 76 piešiny sekami spinduliai, kurie eina ore lygiagrečiai didžiajai ašiai. Piešinys rodo, kaip tie spinduliai, pereidami per sferišką paviršių, užlūžta. Taigi spinduliai, kurie krinta į sferišką paviršių arti nuo didžiosios ašies, užlūžta taip, kad susikerta su didžiąja ašimi ir vienas su kitu viename taške F, kuris yra antrasai didysis sferiško paviršiaus fokas. Bet juo toliau nuo ašies, vadinasi, juo arčiau nuo sferiško paviršiaus krantų krinta į jį spinduliai, juo arčiau nuo sferiško paviršiaus jie susikertą vienas su kitu ir su didžiąja ašimi. Taigi užlūžtant lygiagretiems spinduliams per sferišką paviršių, jie nesueina viename taške, kaip jau apie tai buvo kalbėta paskutiniame straipsnyje, nurodant ten ir priežastis tokio apsireiškimo. Šitas fenomenas, kaip jau pasakyta, vadinasi sferine aberacija. Tos sferinės aberacijos didumas matuojamas atstumu nuo antrojo didžiojo foko F ligi to taško ant didžiosios ašies, kur su ja susikerta spinduliai, užlūžę per sferiško paviršiaus krantus (žiūr. spindulys, einąs per A).

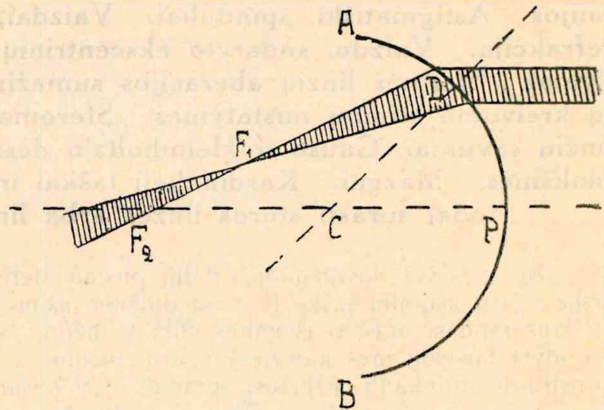
Tas pats 76 piešinys rodo, kad spinduliai, užlūžę artimuose paviršiaus taškuose, toliau nuo paviršiaus ašigalio susikerta vienas su kitu prieš pasiekdami ašį. Kiekvie-

nas toksai susikirtimo taškas artimų užlūžusių spindulių yra savo rūšies fokas, ir jungianti visus tuos fokus kreivoji linija vadinasi c a u s t i c a. Priminsime čia, kad tokią pat causticą mes gausime sekdami lygiagrečių spindulių atspindį nuo sferiško gaubto veidrodžio. Apatinėje 76 piešinio dalyje nupiešta tokia caustica.



76 pieš.

77 piešinys panašus į 76 visais atžvilgiais, su tuo tik skirtumu, kad čia paimti du lygiagrečiai ašiai spinduliai, toliau nuo sferiško paviršiaus didžiosios ašies, ir nupiešti atitinkami jiems užlūžę spinduliai. Kaip rodo piešinys, užlūžę spinduliai susikerta taške F_1 vienas su kitu ir susikerta su didžiąja ašimi įvairiuose taškuose. Pasuksime dabar mažu kampu visą diagramą apie didžiąją ašį PCF_2. Tad taškas F_1 (susikirtimo taškas abiejų užlūžusių spindulių) nupieš liniją statmenai popieriaus plokšmei, o taškai, kur užlūžę spinduliai susikerta su didžiąja ašimi, nupieš liniją popieriaus plokšmėje. Taigi efektas bus tas pats, kaip sekant spindulių erdvinio pluošto lūžimą ne plokšmėje, bet erdvėje per sferišką paviršių, būtent: erdvinis spindulių pluoštas, kuris krinta į sferišką paviršių vietoje D, sudarys užlūžusį spindulių pluoštą, kuris eina per dvi linijas F_1 ir F_2, orientuotas statmeniškai viena kitai. Linija F_1 vadinasi pirmoji fokinė linija, linija F_2 — antroji fokinė linija. Vadinasi, nėra tokio taško, kuriame sueina spindulių pluoštas, užlūžęs per sferišką paviršių vietoje D, toliau nuo sferiško ašigalio. Tokie užlūžę spinduliai vadinasi astigmatiški spinduliai, ir šitas sferiško paviršiaus savumas vadinasi astigmatizmas (nuo graikų žodžių: a reiškia „be" ir s t i g m a reiškia „taškas", vadinasi, spinduliai be susikirtimo taško). Nesunku suprasti, kad tarp fokinių linijų F_1 ir F_2 bus tokia vieta, kur užlūžusio spindulių pluošto pjūvis bus gangreit ratas. Tasai rato pavidalo pjūvis vadinasi mažiausias paplitimo ratas, ir jis gali prilygti taškui - fokui spindulių, kurie užlūžta krisdami į sferišką paviršių netoli nuo jo ašigalio.

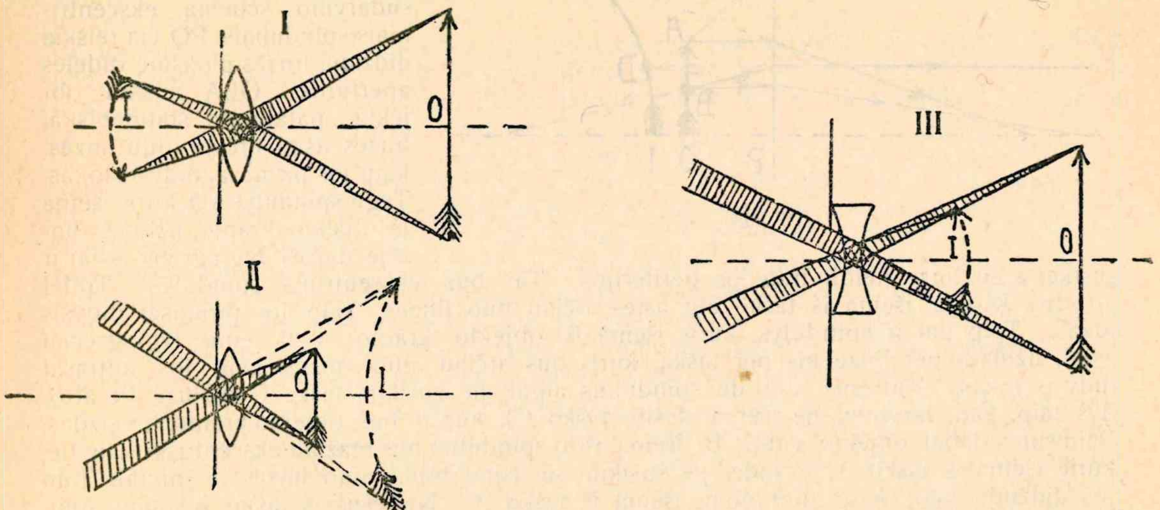


77 pieš.

Atstumas tarp šitų dviejų fokinių linijų vadinasi astigmatine diferencija, ir aišku, kad ji bus juo didesnė, juo didesnis bus spindulių kritimo kampas. Taigi vaizdas nuo švytimojo taško, kada spinduliai nuo jo krinta toliau nuo linzės vidurio ir didesniais kampais, išeina dviejų linijų pavidalu statmeniškai viena kitos atžvilgiu. Todel linijos vaizdas išeina dviejų plotų pavidalu: vieno — siauro ir ilgo, kito — plataus ir trumpo. Tokiu būdu astigmatizmas yra vaizdų neaiškumo ir iškrypimo priežastis. Aiškiausias bus vaizdas minimum paplitimo rato plokšmėje, bet ir čia tas vaizdas bus nepakankamai aiškus.

Kad geriau suprastume, kaip veikia sferinė aberacija vaizdo pavidalą ir didumą, fiksuosime sferiško paviršiaus nedidelį plotą D toliau nuo ašigalio ir iš centro C nutiesime per šito ploto vidurį stipiną CD. Tokiomis sąlygomis stipinas CD bus ašimi nedidelio paviršiaus D, ir krintąs į šitą paviršių spindulių pluoštas taps nuožulniu centrinių spindulių pluoštu (nes krinta nuožulniai ir netoli nuo mažo paviršiaus D centro; žiūr. 77 pieš.). Piešinys rodo, kad nuožulniai ir centrinai krintąs lygiagrečių spindulių pluoštas užlūžęs duoda astigmatinį pluoštą. Kadangi sferiško paviršiaus elementas D skiria orą nuo stiklo, kurio lūžimo koeficientas yra lygus 1,5, tai iš formulos $F_2 = \frac{nr}{n-1}$ išeina, kad antrasai didysis fokas tiesioginiams ašies spinduliams tuo atveju turi būti atstumo nuo ašigalio $\frac{1{,}5 . r}{0{,}5} = 3r$. Iš 77 piešinio aišku, kad atstumas DF_2 yra žymiai mažesnis kaip $3r = 3DC$. Kadangi minimum paplitimo ratas, kurį galima prilyginti astigmatiškų spindulių fokui, randasi tarp fokinių linijų F_1 ir F_2, tai iš to išeina, kad sferinis lūžimo paviršius veikia taip, kad, tarytum, fokinis ilgis nuožulniai krintančių centrinių spindulių yra mažesnis, kaip tiesioginių ašies spindulių.

Patalpinsime dabar ties linze tokį objektą, kurio krantai sudaro didoką kampą su linze. Tarp objekto ir linzės patalpinsime diafragmą (ekraną su apskrita skyle) taip, kad šviesos spinduliai kristų nuo objekto tik į linzės vidurį (žiūr. 78 pieš.).



78 pieš.

Tokiomis sąlygomis vaizdo krantai (čia objektas atvaizduotas iešma tiesios linijos pavidalu), kurie bus toliausia nuo ašies, bus sudaryti nuožulniai krintančių centrinių spindulių. Iš to, kas anksčiau pasakyta, aišku, kad juo didesnis bus nuožulnumas krintančio centrinių spindulių pluošto, juo trumpesnis bus tikrasai (efektyvus) fokinis ilgis abiejų linzės paviršiu tokiam pluoštui, ir todel juo trumpesnis bus fokinis pačios linzės ilgis tokiam pluoštui. Kada vaizdas susidaro renkamojoje linzėje, tada tas vaizdas būna juo arčiau nuo linzės, juo trumpesnis jos fokinis ilgis. Taigi vaizdo dalys, kurios bus toliau nuo linzės ašies, susidarys arčiau nuo linzės, ir todel visas vaizdas bus išlenktas (žiūr. 78 pieš., I) nuo linzės.

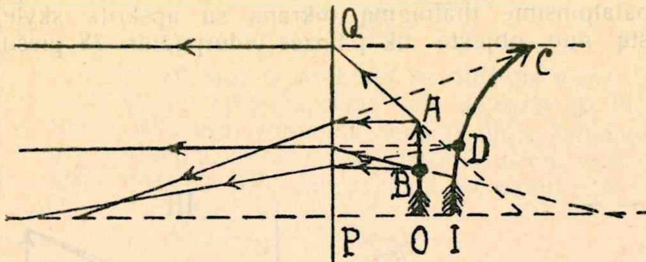
Kada objektas patalpintas prieš renkamąją linzę taip, kad jis randasi tarp jos ašigalio ir jos foko, tai, kaip jau mes žinome, susidaro menamasis ir padidintas vaizdas, ir tas vaizdas būna juo toliau nuo linzės, juo trumpesnis yra linzės fokinis ilgis. Taigi šituo atveju vaizdo dalys, kurios bus toliau nuo ašies, susidarys toliau nuo lin-

zės, o vidurinės vaizdo dalys bus arčiau nuo linzės, taip kad ir šituo atveju vaizdas bus išlenktas tik dabar į linzę (žiūr. 78 pieš., II). Prisilaikant žinomos jau taisyklės apie tai, kokius linzės atstumus laikyti teigiamais, kokius neigiamais, aišku, kad abiem atvejais čia vaizdo išlenkimas arba vaizdo kreivoji linija bus teigiamo stipino.

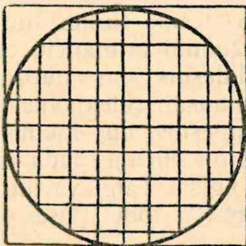
Sklaidomojoje linzėje menamasis vaizdas susidaro juo arčiau nuo linzės, juo trumpesnis jos fokinis ilgis. Taigi čia vaizdo krantai bus arčiau nuo linzės kaip jos vidurys, ir mes gausime išlenktą vaizdą, kurio kreivumas turės neigiamą stipiną (žiūr. 78 pieš., III).

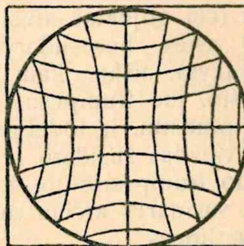
Kada menamasis vaizdas tiesioginai matomas akimis, tai jo kreivumas neturi reikšmės, nes kampai, kuriuos sudaro atskiros vaizdo dalys su akimi, yra proporcingi kampams, kuriuos sudaro su akimi atitinkančios objekto dalys. Bet tais atvejais, kada susidaro realus vaizdas plokščiame ekrane, tai aišku, kad negalima visas vaizdo dalis vienodai suvesti į foką, jeigu vaizdas išlenktas.

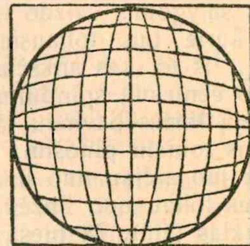
Tokie spinduliai, kurie užlūžta linzės vietose toliau nuo jos ašigalio, vadinasi ekscentriniais spinduliais, ir vaizdai, sudaryti tokių spindulių, skiriasi nuo ką tik aprašytų vaizdų, sudarytų nuožulniai krintančių centrinių spindulių, tuo, kad jie būna ne tik išlenkti, bet ir sudarkyti ta prasme, kad padidinimas atskirų vaizdo dalių būna nevienodas. Tokiomis sąlygomis vaizdas dažnai būna visiškai nepanašus į objektą. 79 piešinys atvaizduoja vaizdo sudarymo schemą ekscentriniais spinduliais. PQ čia reiškia didžiąją linzės plokšmę didelės apertūros. OBA reiškia objektą, patalpintą statmeniškai linzės ašiai arčiau nuo linzės, kaip jos pirmasai didysis fokas. Tegu spindulys AQ, kuris išeina iš objekto kranto, užlūžęs linzėje darosi lygiagretis ašiai ir susikerta su linze netoli nuo jos periferijos. Tai bus ekscentrinis spindulys. Todel atrodys, kad jis išeina iš taško ant ašies arčiau nuo linzės, kaip jos pirmasai didysis fokas. Taip pat ir spindulys, kuris išeina iš objekto kranto A ir eina lygiagrečiai ašiai, užlūžęs per linzę eis per tašką, kuris bus arčiau nuo linzės kaip jos antrasai didysis fokas. Nutiesus tuos du spindulius atgal, jie susikirs taške C (užlūžę jie atrodys taip, kad, tarytum, jie išeina iš šito taško C), kur ir bus objekto kranto A vaizdas. Paimsime dabar objekto vidurį B. Išeiną iš jo spinduliai bus mažiau ekscentriški kaip tie, kurie išeina iš taško A, ir todel jie susikirs su ašimi toliau nuo linzės ir arčiau nuo jos didžiųjų fokų, kaip spinduliai, išeiną iš taško A. Nutiesus iš taško B vieną spindulį lygiagrečiai ašiai, o kitą taip, kad jis užlūžęs taptų lygiagretis ašiai, tie du spin-



79 pieš.

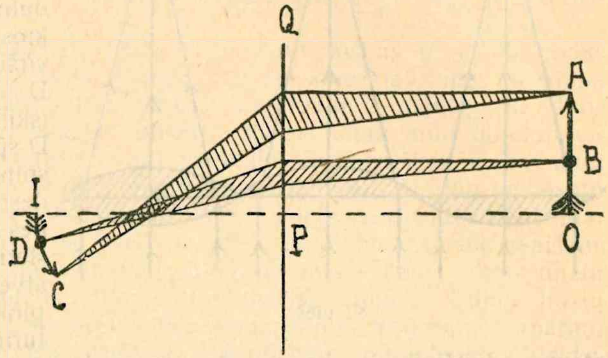






80 pieš.

duliai užlūžę atrodys taip, kad, tarytum, jie išeina iš taško D. Todel taškas D bus objekto vidurio B vaizdu. Taigi atkartojus aprašytą čia spindulių tiesimą ir kitiems objekto OBA taškams, mes gausime šito objekto vaizdą išlenktos linijos CDI pavidalu teigiamo kreivumo. Bet tuo pačiu laiku tas vaizdas bus sudarkytas, nes jo dalis DC bus daug smarkiau padidinta, kaip dalis ID. Pavyzdžiui, jeigu mes paimsime popieriaus lapą, padalintą į visą eilę nedidelių ketvirtainių, ir pro renkamąją linzę pažiūrėsime jo menamąjį vaizdą, tai vaizdas atrodys kaip 80 piešinio figūra B, tuo tarpu objektas atrodys kaip figūra A. 81 piešinys rodo, koksai susidaro realus vaizdas renkamojoje didelės apertūros linzėje. Čia vėl PQ reiškia didžiąją linzės plokšmę ir OBA objektą, pastatytą nuo linzės toliau kaip jos dvigubas fokinis ilgis. Siauras ekscentrinių spindulių pluoštas iš A sueina apytikriai į foką taške C, o toksai pat spindulių pluoštas iš B sueina foke taške D, kuris bus toliau nuo linzės kaip C. Taigi vaizdas DC bus išlenktas, ir jo kreivumas bus teigiamo stipino. Be to, vaizdas bus dar sudarkytas, nes jo dalis DC bus mažesnė kaip dalis ID. Taigi jeigu objektas atrodys kaip 80 piešinio figūra A, tai jo realus vaizdas pro renkamąją linzę atrodys kaip C 80 piešinio figūra, kurioje dalys toliau nuo ašies bus, tarytum, suspaustos, o arčiau nuo ašies išplėstos.



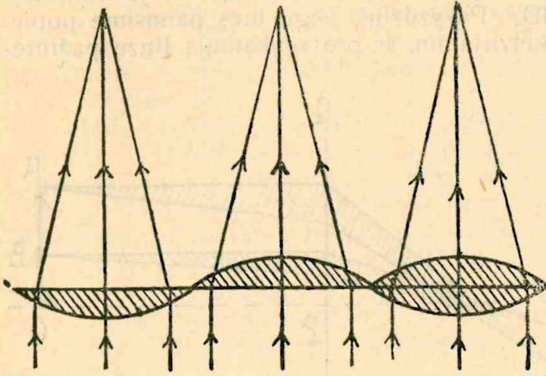
81 pieš.

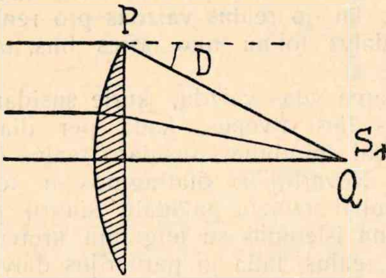
Apibendrindami visa tai, kas čia pasakyta apie ydas vaizdų, kurie susidaro renkamosiose linzėse, mes konstatuosime, kad visais tais atvejais, kada per diafragmą mažos apertūros į linzę krinta nuožulniai centriniai spinduliai, susidaro realūs išlenkti, bet nesudarkyti vaizdai. Vaizdai būna aiškūs. Nevartojant diafragmos ir tokiomis sąlygomis, kada nuo atskirų objekto dalių spinduliai užlūžta pavidalu siaurų pluoštų atskirose ir apribotose linzės vietose, vaizdas būna išlenktas su teigiamu kreivumu ir tuo pačiu laiku sudarkytas. Kada vaizdas būna realus, tada jo periferijos dalys būna smarkiau sutrauktos kaip centrinės dalys, ir atbulai, periferijos dalys būna smarkiau ištemptos kaip vidurinės dalys, kada vaizdas būna menamasis.

Taigi aprašytos čia vaizdo ydos pareina nuo sferinės aberacijos, ir svarbu vartojant įvairius optikos aparatus šitas ydas kiek galint pašalinti, sumažinant sferinę aberaciją. Paprasčiausias būdas tam atsiekti yra vartojimas diafragmos, kurios pagalba sumažinama efektyvi linzės apertūra, taip kad veikia tik linzės centrinė dalis ir neveikia vadinamieji nuožulnūs centriniai spinduliai. Tada gaunamas aiškus vaizdas, bet tas vaizdas būna silpnai nušviestas, nes diafragma sulaiko daug šviesos, ir tai yra silpnoji to metodo pusė. Dažnai imama diafragma su tarpu grandies pavidalu arčiau nuo linzės krantų, taip kad uždaromas nuo šviesos linzės vidurys. Tai yra lordo Rayleigh metodas gauti griežtai suvestam į foką realiam vaizdui, kuris tokiais atvejais sudaromas spindulių, užlūžtančių per linzės dalis arčiau nuo jos krantų.

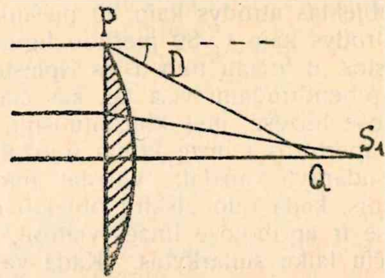
Kad vaizdas būtų ne tik aiškus, bet ir gerai nušviestas, vartojamos linzės, kurios esant tam tikram fokiniam ilgiui duoda minimumą sferinės aberacijos. Iš 82 piešinio aišku, kad užlūžę sferiškame paviršiuje spinduliai sueina viename taške tik tada, kada jų nukrypimas nuo pirmutinės krypties būna nedidelis. Taigi aberacija bus juo didesnė, juo didesnis bus spindulių nukrypimas. Todel, norint sumažinti aberaciją kiek galint labiau, reikia sumažinti kiek galint labiau nukrypimas spindulių, užlūžtant jiems abiejuose linzės paviršiuose. Geriausias rezultatas bus pasiektas tada, kada spindulys atlenkiamas tiek pat vieno ir kito linzės paviršiaus. Bet kad nukrypimas viename ir kitame paviršiuje būtų lygus, reikia, kad spindulio kritimo kampas viename paviršiuj būtų lygus išėjimo kampui kitam paviršiuje. Vienu žodžiu, mes čia turime

tokią pat sąlyga, kad gautum aiškų vaizdą, kaip ir prizmai, kuri irgi duoda aiškų vaizdą tik tada, kada mes turime vadinamąją simetrinę spindulių eigą per prizmą. 82 piešinys rodo, kad abipus iškila simetriška linzė negalima pavartoti aberacijos sumažinimui, nes joje spindulių kritimo ir išėjimo kampai niekuomet negali būti lygūs. Bet plokščiai iškila linzė (žiūr. 83 pieš.) tinka tam reikalui. Tekrintie lygiagrečių spindulių pluoštas į plokščią paviršių tokios linzės ir kitu atveju į iškilą paviršių. Iš piešinio ir iš prizmos lygties D = A (n — 1), taikinant ją plokščiai iškilai linzei, aišku, kad nukrypimo kampas D spindulio PQ bus mažesnis tada, kada spinduliai krinta į iškilą paviršių, ir didesnis, kada jie krinta į plokščią paviršių, nes antruoju atveju spinduliai užlūžta tik sferiškame linzės paviršiuje, o pirmuoju atveju jie užlūžta dukart sferiniame ir plokščiame paviršiuj, ir todel mes čia turime spindulių nukrypimą viename ir kitame paviršiuje ir, be to, dar tie nukrypimai gangreit lygūs, taip kad išpildyta minimum nukrypimo sąlyga. Todel sferinei aberacijai sumažinti labai dažnai vartojama


82 pieš.



83 pieš.



83 a pieš.

plokščiai iškila linzė, pastačius ją taip, kad į jos iškilą paviršių kristų tokie spinduliai, kurie yra labiausiai lygiagrečiai ašiai. Tai gali būti ir įeiną į linzę spinduliai ir išeiną iš jos spinduliai.

Kada nešiojami stiprūs akiniai, tai linzės būna plokščiai iškilos, ir plokščias jų paviršius atkreiptas į akį. Smarkiau iškilas paviršius teleskopo objektyvo visuomet atkreiptas į krintančius spindulius.

Sferinė aberacija plokščiai iškilos linzės, kada į jos plokščią paviršių krinta lygiagrečiai spinduliai, būna 4 — 5 kartus didesnė kaip tuomet, kada lygiagrečiai spinduliai krinta į jos iškilą paviršių.

Galima dar sumažinimui aberacijos pavartoti renkamosios ir sklaidomosios linzių kombinacija, bet apie tai kalbėsime toliau, kada bus paliestas vadinamosios chromatinės aberacijos pašalinimo klausimas.

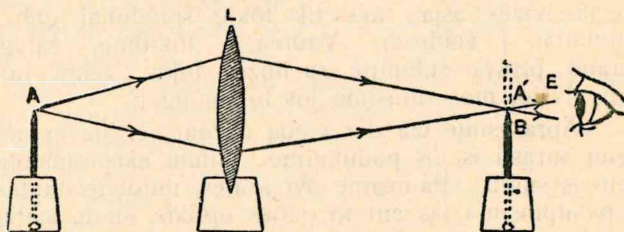
Aprašyti čia sferinės aberacijos sumažinimo metodai galioja tik centriniams spinduliams, kurie sudaro mažą kampą su ašimi. Tais metodais tie spinduliai suvedami į vieną tašką. Bet sąlygos darosi painesnės, kada reikia gauti aiškus ir neiškraipytas nedidelio objekto vaizdas per didesnės apertūros linzę. Tada reikia, kad centriniai ir ekscentriniai spinduliai duotų aiškų vaizdą, kurio atskiros dalys būtų vienodai padidintos, taip kad vaizdas būtų visiškai panašus į objektą. Norint pasiekti tasai tikslas, galima pagaminti linzė, kurios paviršiaus atskiros dalys butų nevienodo kreivumo ir,

būtent, butų didesnio kreivumo arčiau nuo vidurio ir mažesnio kreivumo toliau nuo vidurio. Bet gaminimas tokių linzių yra sunkus ir brangus darbas. Todel kombinuojama dvi arba net ir keturios linzės taip, kad jos patenkintų aplanatiškos sferinės linzės sąlygas, išdėstytas praeitame straipsnyje. Taigi aplanatiška linzių sistema įgalina gauti aiškų ir neiškraipytą objekto vaizdą, bet tik tada, kada objektas užima tam tikrą būklę iš atžvilgio į linzių sistemą. Tokios būklės arba tokie taškai linzių sistemos vadinasi aplanatiški taškai, ir išeiną iš tokių taškų spinduliai gali būti suvesti irgi į taškus. Smulkios aplanatiškos linzių sistemos sąlygos yra teoretiškai ir praktiškai išplėstos profesoriaus Abbe.

Visiškai kitas uždavinys reikia išspręsti, kada reikia gauti aiškus ir neiškraipytas vaizdas didesnio objekto nuo vidurinės linzės dalies. Tada, kaip jau mes žinome, spinduliai nuo objekto krantų bus nuožulnūs centriniai spinduliai ir užlūžę jie duos astigmatiškus spindulius. Vadinasi, kiekvienas objekto taškas toliau nuo objekto vidurio bus atvaizduotas dviejų linijų (fokinių linijų) pavidalu, statmeniškai viena kitai (viena išilgai ašies, kita statmenai ašies ir didžiojo pjūvio plotmei), ir juo didesnio atstumo viena nuo kitos, juo didesnį kampą su ašimi sudaro nuožulnūs centriniai spinduliai. Tokiomis sąlygomis, kaip jau mes žinome, gaunamas ne tik neaiškus vaizdas, bet ir visiškai iškraipytas, dažnai nebepanašus į objektą. Tam tikra linzių kombinacija galima sumažinti astigmatizmą bent tam tikrose ribose. Tokia linzių kombinacija vadinasi ortoskopiška, ir kaip mes vėliau pamatysime, fotografijos aparato objektyvas susideda iš ortoskopiškos linzių sistemos, tuomet kaip mikroskopo objektyvas būna sudarytas iš aplanatiškos sistemos.

Linzių charakteristikai reikia žinoti keturis dydžius arba keturias linzių konstantas, būtent: abiejų linzės paviršių kreivumo stipinus, jos fokinį ilgį ir jos lūžimo koeficientą, tuo tarpu sferiško veidrodžio charakteristikai pakanka žinoti tik jo kreivumo stipiną, nes jo fokinis ilgis yra lygus pusei stipino.

Duosime čia keletą pavyzdžių linzių konstantoms nustatyti ir pradėsime nuo suradimo fokinio renkamosios linzės ilgio. 84 piešinys duoda schemą vieno iš paprasčiausių būdų renkamosios linzės fokiniam ilgiui surasti. Linzė L čia įdėta į kamščio plyšį. Bet kurio atstumo nuo linzės iš kairės pusės pastatytas segtukas A aštriu galu augštyn, įdėtas kitu galu irgi į kamštį. Tolinant arba artinant segtuką A nuo linzės, iš kitos pusės linzės gaunamas atvirkščias ir realus segtuko vaizdas A'. Paėmus kitą tokį pat segtuką B, jis talpinamas taip, kad jo

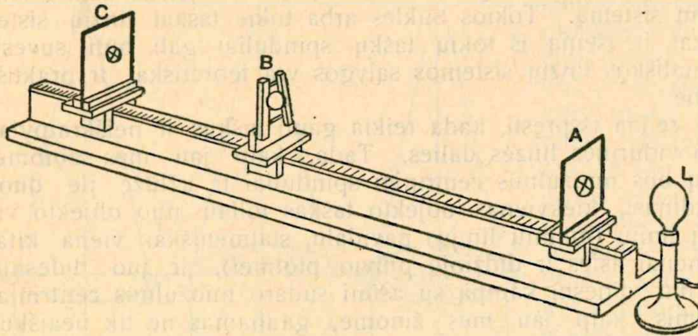


84 pieš.

aštruma sutaptų su aštruma vaizdo A'. Jeigu kreipiant akį į vieną ar į kitą pusę arba augštyn ar žemyn nėra paralakso, kitaip sakant, relatyvioji būklė segtuko B aštrumos ir vaizdo A' aštrumos nesikeičia, tai reiškia, kad tos aštrumos sutampa nurodytoje būklėje. Šitą eksperimentą galime atlikti nušviestam kambary, vadinasi, dienos metu. Išmatavę atstumą d adatos A nuo linzės L ir atstumą f nuo linzės ligi adatos B, jeigu linzė plona, mes surasime jos fokinį ilgį iš linzių pagrindinės lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$, kreipdami reikiamo dėmesio į įeinančių į tą lygtį dydžių ženklus.

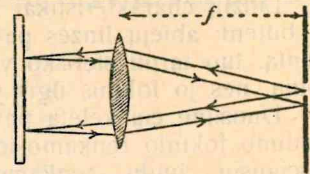
Bet dažniau šitam eksperimentui atlikti vartojamas vadinamasis optikos suolas, kurį atvaizduoja 85 piešinys. Tai yra gulsčia lenta su skale dažniausiai dviejų metrų ilgio. Viename tos skalės gale randasi ekranas A su nedidele apskrita skyle, kurioje ištemptos dvi sukryžiuotos plonos vielos. Vielos nušviečiamos elektros lempa L su kriaušiu iš balto dūminojo stiklo. Kitame skalės gale patalpintas ant tokio pat štatyvo ekranas C iš balto popieriaus. Tarp abiejų ekranų ant štatyvo randasi linzė B. Stumiant išilgai skalės ekranus arba linzę, galima keisti relatyviąją linzės ir ekranų

būklę atskaitant ant skalės atstumus tarp jų. Kad tiksliau galima būtų atskaityti, štatyvai, kuriuose randasi ekranai ir linzė, aprūpinti tam tikrais rodykliais strėlų pavidalu, taip kad atskaitymas daromas nuo strėlos ligi strėlos. Turint tokį optikos suolą galima atkartoti jau aprašytas eksperimentas linzių fokiniam ilgiui surasti, gaunant ekrano A plyšio su vielomis vaizdą ekrane C. Dirbti prisieina tamsiam kambary, nes nušviestam kambary vaizdas ekrane nebus matomas.



85 pieš.

Kitas dažnai vartojamas metodas renkamosios linzės fokiniam ilgiui surasti tai bus toks (žiūr. 85 pieš.). Ekranas C išimamas iš štatyvo ant optikos suolo ir jo vieton įdedamas plokščias veidrodis. Linzė B stumiama ant skalės į vieną ar į kitą pusę patol, pakol greta ekrano A plyšio pasirodys jo vaizdas su vielomis. Tokia būklė bus pasiekta tada, kada išėję iš plyšio A spinduliai ir perėję per linzę B užlūždami jie kris į veidrodį C normaliai (statmeniškai). Tokiomis sąlygomis jie atšokę eis atgal nuo veidrodžio tomis pačiomis linijomis ir, vadinasi, pereidami per linzę užlūš taip, kad eis atgal į pusę A lygiagrečiai spinduliams, einantiems iš A į pusę B. 86 piešinys atvaizduoja tokių spindulių eigą ligi veidrodžio nuo plyšio ir atšokus nuo veidrodžio atgal į plyšį. Iš šito piešinio aišku, kad tokiomis sąlygomis spinduliai, perėję per linzę bus lygiagrečiai linzės ašiai, nes tik tokie spinduliai gali kristi normaliai į veidrodį. Vadinasi, tokiomis sąlygomis ekrano plyšys sutampa su linzės foku. Jeigu linzė plona, tai išmatavę jos atstumą nuo plyšio, mes surasime jos fokinį ilgį F.



86 pieš.

Aprašysime čia dar vieną dažnai vartojamą metodą renkamosios linzės fokiniam ilgiui surasti iš jos padidinimo. Šitam eksperimentui atlikti galima naudotis tuo pačiu optikos suolu. Paimsime dvi skales, nufotografuotas stikle nuo to paties negatyvo, ir patalpinsime jas ant to paties optikos suolo štatyvuose iš vienos ir iš kitos tiriamosios linzės pusės. Stumdami tas skales ant optikos suolo skalės į vieną ar į kitą pusę, mes galime pasiekti tokią būklę, kad vaizdas per linzė nuo vienos skalės susidarys kitoj skalėj. Ziūrėdami dabar per padidinamąjį stiklą į skalę ir vaizdą, mes, judindami akį, visų pirma turime įsitikinti, kad nėra paralakso tarp vienos skalės ir kitos skalės vaizdo. Įsitikinę, kad vaizdas ir skalė sutampa, mes, remdamies sutampančiais vienos skalės ir kitos skalės vaizdo bruožais, lengvai surasime linzių padidinimą. Pažymėsime antrąjį pagrindinės linzės foką raide F ir tesie f atstumas skalės vaizdo nuo linzės. Tad pažymėję padidinimą raide m (magnifikacija) mes, eidami jau žinoma padidinamąja formula, turėsime:

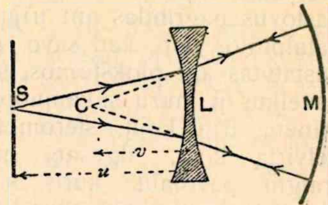
$$m = \frac{(f - F)}{F} = \frac{F - f}{F}, \text{ iš kur išeina } F = \frac{f}{1 - m}.$$

Jeigu mes turime storą linzę, tai reikia žinoti dar, kurioje jos vietoje randasi jos antrasai didysis taškas, apie kurį bus kalbama šito straipsnio pabaigoje, ir matuoti atstumą skalės vaizdo nuo šito didžiojo taško. Bet galima surasti ir storos linzės fokinį ilgį didinamuoju metodu ir nežinant jos didžiųjų taškų būklės. Mes su stora linze atliekame jau aprašytą eksperimentą ir gauname tokią būkle, kada viena skalė, nufotografuota stikle, sutampa su kitos skalės vaizdu. Šitai būklei galioja padidina-

moji lygtis $m_1 = \frac{F - f}{F}$. Atlikę šitą eksperimentą, mes pakeičiame abiejų skalių būklę iš atžvilgio į linzę ir gauname naują būklę, kurioje vienos skalės vaizdas vėl sutampa su kita skale (tai bus naujos sujungtos būklės).

Šitai naujai būklei galioja kita lygtis $m_2 = \frac{F - f'}{F}$, nes čia bus kitas padidinimas m_2. Atėmę antrąją lygtį iš pirmosios gausime: $m_1 - m_2 = \frac{f^1 - f}{F}$. Bet $f' - f$ yra ne kas kita, kaip atstumas tarp skalės vaizdų pirmoje ir antroje būklėse, ir šitą atstumą mes galime išmatuoti ant optikos suolo skalės. O $m_1 - m_2$ yra padidinimų skirtumas. Taigi linzės fokinis ilgis $F = \frac{f' - f}{m_1 - m_2}$.

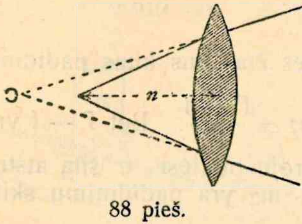
Kiek sunkiau yra surasti sklaidomosios linzės, sakysime abipus gaubtos, fokinį ilgį, nes tokia linzė duoda tik menamąjį vaizdą, kurio būklė sunku nustatyti. Tokių linzių fokiniam ilgiui nustatyti dažniausiai vartojamas šis metodas (metodo schemą atvaizduoja 87 piešinys). Ant optikos suolo štatyve statomas gaubtas sferiškas veidrodis M, užpakaly linzės L. Iš kitos pusės linzės ant to paties optikos suolo randasi ekranas su plyšiu S, pro kurį krinta į linzę šviesa. Keisdami linzės L būklę tarp ekrano ir veidrodžio, o reikalui esant keisdami relatyviąją veidrodžio ir ekrano būklę, mes galime surasti tokią būklę, kad greta nušviesto plyšio S atsiranda jo aiškus vaizdas. Tai bus tada, kada spinduliai, užlūžę per linzę, krinta į gaubtą veidrodį normaliai (statmeniškai) ir, vadinasi, atšokę nuo jo eina atgal tomis pačiomis linijomis (veidrodžio stipinais), kitaip sakant, tie spinduliai užlūžę per linzę eina į veidrodį taip, kad, tarytum, jie išeina iš veidrodžio centro C. Taigi atšokę nuo veidrodžio ir vėl užlūždami per linzę jie eis tomis pačiomis linijomis atgal į plyšį S, kaip jie ėjo iš to plyšio į linzę. Atstumą nuo plyšio ligi linzės L mes galime išmatuoti. Tesie tas atstumas d. Norėdami surasti atstumą CL nuo linzės ligi veidrodžio centro, mes nuimame nuo optikos suolo linzę L ir stumiame gaubtą veidrodį į ekrano pusę patol, pakol plyšio S vaizdas, sudarytas atspindžių nuo gaubto veidrodžio, atsiras greta plyšio. Tada veidrodžio kreivumo centras bus toje vietoje, kur randasi plyšys, ir todel aišku, kad veidrodis buvo pastumtas atstumu CS į plyšio pusę. Šitą atstumą mes surasime iš veidrodžio būklių su linze L ir be jos. Taigi dabar mes turime: $CL = SL - CS$. Bet CL yra ne kas kita, kaip atstumas nuo linzės menamojo vaizdo, kurį tokiomis sąlygomis duoda linzė. Pažymėsime tą atstumą raide f. Tad iš lygties $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$ mes gausime sklaidomosios linzės fokinį ilgį F, kreipdami reikiamo dėmesio į šitos lygties dydžių ženklus.



87 pieš.

Kad surastume linzės paviršių kveivumų stipinus, galime pavartoti abiejų rūšių linzėms metodą šviesos atspindžio nuo jų paviršiaus. Gaubtame paviršiuje spinduliai atšoka taip, kaip gaubtame veidrodyje, ir todel čia reikia tik surasti tokia būklė, kada atspindžio vaizdas sutampa su objektu, pastatytu, sakysime, prieš gaubtą linzę. Tad atokumas nuo linzės ligi to vaizdo bus jos paviršiaus kreivumo stipinas. Turėdami reikalo su abipus iškila linze, mes vien tik su linze be plokščio veidrodžio galime, naudodamies optikos suolu, surasti tokią būkle, kad plyšio vaizdas atsirastų greta to plyšio (žiūr. 85 pieš., A). Toksai vaizdas susidaro nuo šviesos spindulių, kurie prasiskverbę į linzę atšoka nuo jos užpakalinio paviršiaus. Kadangi vaizdas susidaro toje pačioje vietoje, kur randasi objektas (plyšys), tai aišku, kad spinduliai krinta į užpakalinį linzės paviršių normaliai ir, vadinasi, atšoka normaliai. Taigi išėję iš linzės jie eina atgal į plyšio pusę tomis pačiomis linijomis, kaip jie ėjo iš plyšio (žiūr. 88 pieš.).

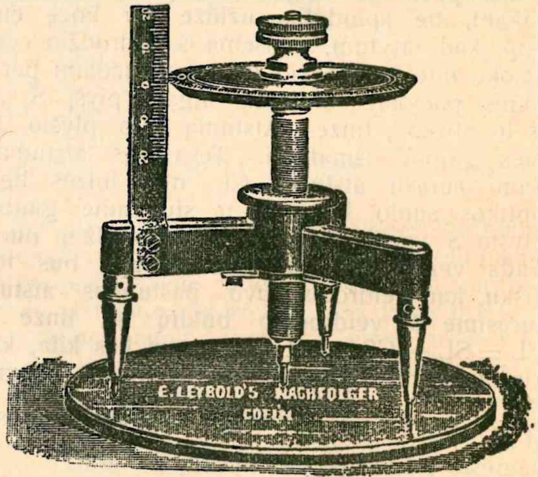
Todel tie spinduliai linzėje eina taip, kad, tarytum, jie išeina iš linzės centro C, taip kad į centrą C mes galime žiūrėti kaipo į menamąjį vaizdą, kuris sudaromas spindulių, dalinai perėjusių per linzę ir išėjusių į kitą jos pusę, užuot atšokus nuo jos užpakalinio paviršiaus. Pažymėsime atstumą plyšio su vielomis nuo linzės raide d ir ieškomą atstumą nuo linzės užpakalinio paviršiaus ligi C (žiūr. 88 pieš.) raide r_1, nes tai bus to užpakalinio paviršiaus kreivumo stipinas, mes galime surasti tą stipiną iš bendros linzių lygties $\frac{1}{r_1} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$, jeigu mes atskiru eksperimentu, kaip jau anksčiau aprašyta, suradome linzės F.



88 pieš.

Pasukę dabar linzę taip, kad užpakalinis paviršius taptų priekiniu ir atbulai, mes tokiu pat eksperimentu surasime antrojo linzės paviršiaus kreivumo stipiną r_2. O sūradę abudu stipinus ir linzės fokinį ilgį iš lygties $\frac{1}{F} = (n - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$, mes apskaitysime jos lūžimo koeficientą, taip kad iš keturių konstantų, reikalingų linzės charakteristikai, reikia surasti tik trys, nes ketvirtoji konstanta galima apskaityti iš fokinio ilgio formulos.

Pagaliau aprašysime čia sferometrą, kuriuo galima surasti sferiško paviršiaus kreivumo stipiną. 89 piešinys duoda sferometro schemą. Sferometrą sudaro kietas ir pastovus pagrindas ant trijų kojų, kurių galai aštrūs (gangreit taškai). Tos trys kojos patalpintos taip, kad savo galais sudaro lygiašonį trikampį. Sferometro pagrindas pastatytas ant plokštumos, sakysime, ant stiklo plokštelės, laikosi tvirtai ir nesisuka paveikus jį mažu sukamuoju poriu. Be minėtų trijų kojų, sferometras turi dar ketvirtą koją, ilgesnę, mikrometrinio sraigto pavidalu, kuris sukasi mikrometrinėje mūterkoje, kuri išpjauta sferometro pagrinde. Su mikrometriniu sraigtu, netoli nuo jo galvelės, kietai sujungtas metalinis diskas tokio apskritimo, kad sferometro kojų galais sudarytas trikampis turi tokio didumo šonus, kaip ir lygiašonis trikampis, įrašytas į disko apskritimą. Disko apskritimas padalintas į 50 lygių didesnių padalinimų. Kiekvienas iš tų didesnių padalinimų padalintas dar į 10 mažesnių padalinimų. Mikrometrinio sraigto eiga paprastai būna lygi 0,5 m/m., taip kad pasukus mikrometrinį sraigtą vienu visišku apsisukimu, jo aštrus galas paslinks žemyn arba pakils augštyn per 0,5 m/m. Mikrometrinio sraigto diskas A sukasi ties vertikale skale, padalinta irgi į pusmilimetrus, taip kad mikrometrinio sraigto pilnų sūkių skaičius galima atskaityti šita vertikale skale. O sūkių trupmenos atskaitomos diske, būtent, atskaitant to disko didelių ir mažų padalinimų skaičių, kuris randasi ties vertikale skale. Matavimai visuomet pradedami nuo vadinamos nulinės sferometro būklės. Sferometras statomas, kaip jau pasakyta, ant plokštumos, kurios paviršius turi būti lygus, kaip veidrodžio paviršius. Mikrometrinis sraigtas sukamas taip, kad jo apatinis aštrus galas vos tik paliestų plokštumos paviršių. Tokia būklė bus tada, kada sferometras lengvai suksis, paveikus jį silpniausiu sukamuoju poriu, ir suksis nesvyruodamas, paliekant, taip sakant, neskirtingos pusiausvyros buklėj. Tada trijų sferometro kojų galai ir mikrometrinio sraigto galas bus toje pačioje plokšmėje. O jeigu sferometras suksis svy-



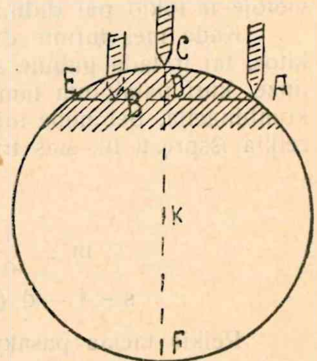
89 pieš.

ruodamas, tai reiškia, kad mikrometrinis sraigtas perdaug nuleistas žemyn. O jeigu tas mikrometrinis sraigtas visiškai neliečia plokštumos, ant kurios stovi sferometras, tai jis nuo silpnos pastangos jį pasukti visiškai nesisuks. Taigi mes čia turime labai jautrų metodą pagauti tam momentui, kada mikrometrinio sraigto apatinis galas paliės plokštumą. Kada mes turime tokią būklę, tai mikrometrinio sraigto disko A krantas nusistoja ties vertikaliosios skalės nuliu. O tos skalės padalinimai nuo nulio eina augštyn ir žemyn. Jeigu pasiekę tokią būklę pakelsime mikrometrinį sraigtą augštyn, sukdami jį, pakišime po jo koja, sakysime, ploną stiklo plokštelę ir sukdami mikrometrinį sraigtą nuleisime jį vėl žemyn tiek, kad jo koja paliestų pakištą plokštelę, laikydamies augščiau nustatytų sąlygų, tai mes dabar galėsime surasti pakištos plokštelės storumą. Tegu, pavyzdžiui, disko A krantas bus trimis su trupmena vertikaliosios skalės padalinimais augščiau nulio ir tegu ties vertikaliąja skale bus kaip tik 20 didelių padalinimų ir 7 maži. Tad aišku, kad plokštelės storumas milimetrais bus lygus 1,5 + 0,200 + 0,007 = 1,707 m/m. arba 0,1707 cm. Dalykas tas, kad trys padalinimai vertikaliosios skalės reiškia 1,5 m/m., 20 didelių disko A padalinimų reiškia 0,2 m/m., nes visas diskas padalintas į 50 didelių padalinimų. Pasisukus jam vienu visu apsisukimu mikrometrinis sraigtas pakyla augštyn (arba nuslenka žemyn) per $1/2$ m/m. ir, vadinasi, pasisukus diskui A tik vienu dideliu padalinimu, sraigtas pakils augštyn (arba nuslinks žemyn) $1/2 : 50 = 0{,}01$ m/m. Taigi, kada diskas A pasuktas 20 didelių padalinimų, tai sraigtas bus pasistūmęs augštyn ar žemyn 0,2 m/m.

Kadangi kiekvienas didelis padalinimas padalintas dar į 10 dalių, tai iš viso tokių padalinimų disko A apskritimas turi 500 ir, vadinasi, pasukus tą diską tik vienu mažu padalinimu sraigtas pasistums žemyn arba augštyn per $1/2 : 500 = 0{,}001$ m/m $= 1\mu$. O pasukus diską A septyniais mažais padalinimais, sraigtas pasistums 0,007 m/m.

Trumpai kalbant, galima iš vertikaliosios skalės ir iš disko A padalinimų tiesioginai atskaityti plonos stiklo plokštelės storumas, nes vertikalės skalės trys padalinimai reiškia $3/2 = 1{,}5$ m/m. O disko A 20 didelių ir 7 maži padalinimai reiškia 207 mažų padalinimų, o tai reiškia 0,207 m/m. Vadinasi, matuojamos stiklo plokštelės storumas yra lygus 1,5 + 0,207 = 1,707 m/m.

Taigi šituo aparatu galima išmatuoti pakilimą kreivo sferiško paviršiaus iš atžvilgio į gulsčią plokšmę, o iš to pakilimo galima apskaityti sferiško paviršiaus kreivumo stipinas. Tesie lankas ACE sferiško paviršiaus dalies pjūvis popieriaus plokšme (žiūr. 90 pieš.), o ratas ACEF — visos sferos pjūvis popieriaus plokšme. Pakėlus pakankamai augštyn sferometro sraigtą, jis galima tvirtai pastatyti ant trijų kojų ant iškilo paviršiaus (ant gaubto paviršiaus sferometras stovės tvirtai ir tada, kada jo sraigtas nebus pakeltas). Ir vienu ir kitu atveju sferometro trys kojos A, B ir E bus gulsčioje plokšmėje EBA (linija EBA yra tos plokšmės pjūvis popieriaus plokšme). Sukdami sferometro diską A, paliesime mikrometrinio sraigto apatiniu galu iškilą paviršių taške C, laikydamies augščiau nurodytų sąlygų neskirtingos sferometro pusiausvyros. Tad CD = h bus sraigto galo pakilimas iš atžvilgio į plokšmę EBA, kurį pakilimą mes ir atskaitysime tiesioginai, kaip jau anksčiau parodyta. Kadangi sraigtas eina per disko A centrą, ir sferometro trijų kojų galais sudarytas lygiašonis trikampis yra lygus trikampiui, įrašytam į disko A ratą, tai atstumai nuo sraigto kojos galo C ligi sferometro trijų kojų galų A, B ir E bus lygūs. Pažymėsime tą atstumą raide d (AD = DE = d). Taigi sraigto galas C bus ant diametro rato AEF galo, kurio centras randasi taške K. Pažymėsime šito rato (ir, vadinasi, sferiško paviršiaus ACE) stipiną CK raide r ir pritaikinsime 90 piešinio figūrai žinomą geometrijos teoremą:



90 pieš.

$$h : d = d : (2r - h) \text{ ir iš čia}$$
$$h(2r - h) = d^2 \text{ arba}$$

$$r = \frac{d^2 + h^2}{2h} = \frac{d^2}{2h} + \frac{h}{2}.$$

Kadangi paprastai h būna mažas dydis sulyginti su d, išėmus tik tokius atsitikimus, kada mes turime mažo stipino kreivumą, tai dydis $\frac{h}{2}$ galima atmesti ir pasitenkinti stipino apskaitymui lygtimi: $r = \frac{d^2}{2h}$. Jeigu h ir d išmatuoti milimetrais, tai ir r bus išreikštas milimetrais.

Kada mes turime reikalo su gaubtu paviršium, tai tada h reiškia atstumą, kuriuo sraigto kojos galas C randasi žemiau gulsčios plotmės, kurioje tvirtai stovi trys sferometro kojos. O gaubto paviršiaus stipino suradimo procedūra yra ta pati, kaip ir iškilam paviršiui.

Žinoma jau mums pagrindinė linzių lygtis $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$ galioja tik plonoms linzėms. Žinodami tokių linzių fokinį ilgį F ir objekto atstumą nuo linzės, mes galime iš anksto apskaityti vaizdo atstumą nuo linzės ir atbulai, jeigu mes norime gauti vaizdą tam tikro duoto atstumo nuo linzės ir žinome jos fokinį ilgį, tai mes galime iš anksto surasti, kurioje vietoje ant didžiosios ašies jai statmeniškai reikia patalpinti objektas. Šita lygtis galioja vadinamiems sujungtiesiems taškams arba sujungtiesiems spinduliams, arba sujungtiesiems vaizdams, ir ji sako, kad bet kuriai taško arba objekto būklei visuomet būna tik viena sujungtojo taško arba vaizdo būklė.

Jeigu mes turime dvi plonas linzes kontakte, tai veikia ta pati lygtis, atsimenant tik, kad linzių kombinacijos fokinis ilgis F surištas su abiejų linzių fokiniais ilgiais F_1 ir F_2 lygtimi $\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}$. Žodžiais, dvi plonos linzės kontakte galima pakeisti viena ekvivalentinga joms linze, kuri bet kurioj būklėj duos vaizdą toje pačioje vietoje ir tokio pat didumo, kaip ir linzių kombinacija.

Kada mes turime dviejų plonų linzių kombinaciją tam tikro atstumo s viena nuo kitos, tai ir tada galime šitą linzių kombinaciją pakeisti viena ekvivalentinga joms linze, kuri patalpinta tam tikroje vietoje duoda tokio pat didumo vaizdą, kaip ir linzių kombinacija, bet nebe toje pačioje vietoje. Norint surasti tokią ekvivalentingą linzę, reikia išspręsti tik šias tris lygtis:

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F},$$

$$m = \frac{f}{d}$$ (čia m reiškia padidinimą, magnifikaciją).

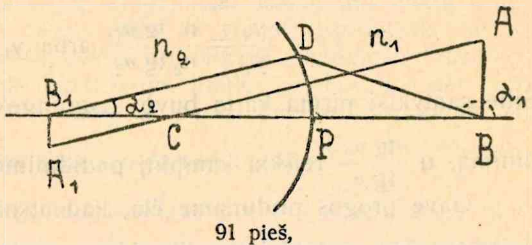
$$s = f - d$$ (čia s reiškia atstumą tarp dviejų plonų linzių).

Reikia tačiau pasakyti, kad šituo atveju ekvivalentingumas galioja tik vienam poriui sujungtųjų taškų. Žodžiu, kiekvienam poriui linzių kombinacijos sujungtųjų taškų reikia surasti atskira ekvivalentinga linzė, ir todel šitas metodas neišsprendžia uždavinio ir neduoda linzių kombinacijai paprastos formulos.

Praktikoje prisieina vartoti ne plonas, bet storas linzes arba linzių sistemas. Kadangi ir į storą linzę galima žiūrėti kaipo į sistemą, sudarytą iš eilės plonų linzių, tai iš to, kas čia pasakyta, išeina, kad linzių sistemoms ir storoms linzėms negalima surasti ekvivalentingos linzės, kuri patalpinta bet kurioj būklėj duotų tokio pat didumo ir tokioj pat būklėj vaizdus, kaip ir linzių sistema ir, vadinasi, negalima pritaikinti santykiams linzių sistemos fokinio ilgio, objekto atstumo ir vaizdo atstumo pagrindinės linzių lygties. Bet 1851 metais Gausas, nagrinėdamas linzių problemą, surado vadinamas ekvivalentingas linzių sistemos arba storos linzės plotmes tokios rūšies, kad išeinantieji iš objekto spinduliai kečiasi vienos ekvivalentingos plokšmės link ir nuo kitos ekvivalentingos plokšmės eina taip, kad sueina vaizdo plokšmėje. Taigi mes čia turime sujungtus spindulius, kurie, kaip konstatavo Gausas, susikerta su ekvivalentin-

gomis plokšmėmis visuomet to pat statmeniško atokumo nuo linzių sistemos didžiosios ašies. Šitos plokšmės vadinasi ekvivalentingomis tada, kada iš abiejų linzių sistemos pusių randasi tas pats mediumas. Jos vadinasi didžiosios plokšmės tada, kada iš abiejų linzių sistemos pusių randasi du skirtingi mediumai lūžimo koeficientų n_1 ir n_2. Gausas parodė, kad remiantis minėtų plotmių savumais galima kiekvieną linzių sistemą traktuoti kaipo vienetą ir nėra jokio reikalo atskirai traktuoti kiekvieną sistemos kreivą paviršių. Remdamies Gauso išradimu, Helmholtz'as ir Listing'as išplėtė linzių sistemos teoriją, kuri įgalina pritaikinti linzių sistemoms žinomą jau mums pagrindinę linzių lygtį, atitinkamai modifikavus ją. Mes čia trumpai išdėstysime šitą teoriją, remdamies analitišku geometrišku metodu taip, kaip ji išplėsta profesoriaus R. A. Houstoun jo traktate apie šviesą (A Treatise on Light, by R. A. Houstoun, puslapis 33—48).

Šita teorija remiasi Helmholtz'o dėsniu ir sujungtųjų plokšmių savumais. Helmholtz'o dėsnis liečia padidinimą. Kadangi tai yra labai svarbus dioptrikos dėsnis (dioptrika vadinasi mokslas apie linzes), tai duosime čia šito dėsnio išvadą, pasirėmę 91 piešiniu. Čia mes turime iškilą sferišką paviršių DP. Tegu iš dešinės pusės to paviršiaus bus oras, o iš kairės mediumas lūžimo koeficiento n. Patalpinsime statmeniškai ant didžiosios optikos ašies CPB objektą AB ore. Konstruosime to objekto vaizdą suprastintu būdu. Tegu spindulys BD, kuris išeina iš taško B, užlūžęs per sferišką paviršių eina išilgai linijos DB_1 ir susikerta su didžiąja ašimi taške B_1. Tai bus sujungtas taškas taškui B, kitaip sakant, taško B vaizdas.



91 pieš,

Iš taško A nutiesime spindulį per centrą C, vadinasi, spindulį išilgai stipino. Tasai spindulys, kaipo normalus sferiškam paviršiui, pereis per jį neužlūžęs. Nutiesime dabar iš taško B_1 statmeniškai didžiajai ašiai liniją $B_1 A_1$ ligi susikirtimo su spinduliu AC. Iš viso to, kas anksčiau pasakyta, aišku, kad linija $B_1 A_1$ bus vaizdas linijos BA. Pažymėsime linijų BA ir $B_1 A_1$ ilgius iš eilės ženklais y_1 ir y_2. Tad padidinimas tuo atveju bus

$$\frac{B_1 A_1}{AB} = \frac{y_2}{y_1} = \frac{PB_1 - PC}{PB + PC}.$$

Tai išeina iš panašių trikampių $B_1 C A_1$ ir BCA. Pažymėsime duoto sferiško paviršiaus stipiną raide r ir priimsime, kad objekto atstumas nuo sferiško paviršiaus $PB = s$ ir vaizdo atstumas nuo sferiško paviršiaus $PB_1 = -f$. Kadangi čia paviršius iškilas, tai jo stipinas r turi neigiamą ženklą (del tos pačios priežasties ir f paimtas čia su neigiamu ženklu). Tad augščiau duota didinamoji lygtis atrodys taip:

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{-f + r}{s - r} = -\frac{f - r}{s - r}.$$

Iš bendros sferiško paviršiaus lygties $\frac{n}{f} - \frac{1}{s} = \frac{n-1}{r}$ mes surasime r ir surastą jo vertę pakeisime r augščiau duotoje padidinimo lygtyje. Tad gausime kitą irgi jau žinomą mums padidinimo formulą, būtent: $\frac{y_2}{y_1} = -\frac{f}{ns}$ (čia ženklas — reiškia, kad mes turime darbo su atvirkščiu vaizdu). Priimsime dabar, kad sistemoje, kurią atvaizduoja 91 piešinys, iš dešinės pusės sferiško paviršiaus randasi mediumas lūžimo koeficiento n_1, o iš kairės pusės mediumas lūžimo koeficiento n_2. Tad paėmę paskutinėje lygtyje $n = \frac{n_2}{n_1}$ gausime tokiai sistemai šią didinamąją formulą:

$$\frac{y_2}{y_1} = -\frac{n_1 f}{n_2 s}.$$

Pažymėsime dar kampą, kurį sudaro spindulys BD su didžiąja sferiško paviršiaus ašimi, raide α_1, ir kampą, kurį sudaro užlūžęs spindulys DB_1 su didžiąja ašimi, raide α_2. Uždaviniui suprastinti mes čia imame mažus kampus ir todel galime juos pakeisti jų tangentėmis. Taigi $-\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{DP}{PB} = \frac{DP}{s}$ (spindulių kampais su ašimi mes laikome kampus, sudarytus su teigiama ašies kryptimi, ir todel kampas α_1, sudarytas spinduliu BD su ašimi yra bukas ir turi neigiamą tangentę). Taip pat $\operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{DP}{B_1P} = \frac{DP}{f}$ (žiūr. 91 pieš.).

Padalinę pirmąją lygtį iš antrosios, gausime $\frac{-\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{f}{s}$. Pakeitę paskutinėje didinamojoje formuloje $\frac{f}{s}$ šituo tangenčiu santykiu, gausime tokią didinamąją formulą:

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1 \operatorname{tg}\alpha_1}{n_2 \operatorname{tg}\alpha_2} \quad \text{arba} \quad y_1\, n_1 \operatorname{tg}\alpha_1 = y_2\, n_2 \operatorname{tg}\alpha_2.$$

Šitie santykiai pirmą kartą buvo Lagrange'o nustatyti. Cia $\frac{y_2}{y_1}$ reiškia linijinį padidinimą, o $\frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\operatorname{tg}\alpha_1}$ reiškia kampinį padidinimą.

Gavę progos pridursime čia, kad atspindžiui šviesos nuo sferiško paviršiaus galioja panašūs santykiai tuo tik skirtumu, kad ten $\frac{n_1}{n_2} = 1$ ir, be to, atšokdamas spindulys keičia savo kryptį. Taigi atspindžiui nuo sferiško paviršiaus mes turėsime: $y_1 \cdot \operatorname{tg}\alpha_1 = -y_2 \cdot \operatorname{tg}\alpha_2$.

Šita Lagrange'o išvada buvo Helmholtz'o apibendrinta remiantis šiais protavimais. Įsivaizduokime sau m įvairių mediumų lūžimo koeficientų $n_1, n_2, n_3, \ldots n_m$. Tesie tie mediumai atskirti vienas nuo kito sferiškais paviršiais. Aišku, kad tokių sferiškų paviršių bus tada $m - 1$. Tebūnie, be to, visi tie sferiški paviršiai centruoti, kitaip sakant, turi bendrą didžiąją optikos ašį, ant kurios randasi tų sferiškų paviršių kreivumų centrai. (Dažnai sakoma, kad tokie paviršiai yra koaksialūs). Patalpinsime dabar pirmajame mediume lūžimo koeficiento n_1 objektą. Paskutiniame mediume lūžimo koeficiento n_m susidarys to objekto vaizdas. Į šito vaizdo susidarymą mes galime žiūrėti taip, kad objekto vaizdas iš pradžių susidarys antrajame mediume lūžimo koeficiento n_2. Tesudaro sujungtieji spinduliai (spindulys, išeinąs iš objekto taško ant ašies, ir spindulys, užlūžęs antrajame mediume, kuris susikerta su ašimi, taip kad susikirtimo taškas bus sujungtasis taškas objekto taškui ant ašies) kampus su ašimi pirmame mediume α_1, antrame mediume α_2. Vaizdas, susidaręs antrajame mediume, duos vaizdą trečiame mediume lūžimo koeficiento n_3, Tesudaro sujungtasis spindulys to antrojo vaizdo su ašimi kampą α_3. Antrasai vaizdas duos vaizdą ketvirtame mediume lūžimo koeficiento n_4 ir t. t. ligi vaizdo paskutiniame mediume lūžimo koeficiento n_m. Tebūnie iš eilės, pradedant nuo ketvirtojo mediumo sujungtųjų spindulių, sudaryti su ašimi kampai $\alpha_4, \alpha_5 \ldots \alpha_m$. Tad atskiriems padidinimams pereinant iš eilės iš pirmojo mediumo į antrąjį, iš antrojo į trečiąjį ir t. t., remdamies Lagrange'o išvada, mes turėsime tokius santykius:

$$n_1\, y_1 \operatorname{tg}\alpha_1 = n_2\, y_2 \operatorname{tg}\alpha_2$$
$$n_2\, y_2 \operatorname{tg}\alpha_2 = n_3\, y_3 \operatorname{tg}\alpha_3$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$n_{m-1}\, y_{m-1} \operatorname{tg}\alpha_{m-1} = n_m\, y_m \operatorname{tg}\alpha_m.$$

Sudėję visas tas lygtis ir sutraukę panašius narius mes gausime tokią lygtį:

$$n_1\, y_1 \operatorname{tg}\alpha_1 = n_m\, y_m \operatorname{tg}\alpha_m,$$

nes nariai $n_2 y_2 \operatorname{tg}\alpha_2$, $n_3 y_3 \operatorname{tg}\alpha_3$, $n_4\, y_4 \operatorname{tg}\alpha_4$ ir t. t., įeiną iš dešinės ir iš kairės lygčių pusės, eliminuosis. Šita paskutinė lygtis vadinasi Helmholtz'o lygtis. Dažnai ji

vadinama dioptrikoje Helmholtz'o dėsniu. Tos lygties reikšmė yra štai kokia. Turint eilę mediumų įvairių lūžimo koeficientų, perskirtų sferiškais paviršiais, ir patalpinus statmeniškai ant didžiosios ašies tokios sistemos objektą pirmame mediume, paskutiniame mediume susidaro to objekto vaizdas ir taip, kad, tarytum, visi tarpiniai mediumai neveikia, neekzistuoja. Vienu žodžiu, kad surastų tokiu atveju padidinimą, nėra reikalo sekti spindulių lūžimą ir vaizdų susidarymą tarpiniuose mediumuose. Kiekvienam spinduliui, išeinančiam iš objekto pirmame mediume, bus sujungtasis spindulys paskutiniame mediume. Taigi reikia žinoti tik kampus α_1 ir α_m, kuriuos tie spinduliai sudaro su centruotos sistemos didžiąja ašimi ir, be to, dar reikia žinoti lūžimo koeficientus pirmojo ir paskutinio mediumų n_1 ir n_m, ir tada pritaikinę Lagrange'o lygtį $n_1 y_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = n_m y_m \operatorname{tg} \alpha_m$ mes galime apskaityti padidinimą $\frac{y_m}{y_1} = \frac{n_1 \operatorname{tg} \alpha_1}{n_m \operatorname{tg} \alpha_m}$. Tai bus vienas linzių teorijos pagrindas.

Kitas tos teorijos pagrindas yra tas, kad kaip kiekvienam taškui ant linzių sistemos didžiosios ašies visuomet būna ant tos pačios ašies tik vienas sujungtasis taškas ir tik tam tikroje būklėj, taip ir duotai objekto būklei ant linzių sistemos didžiosios ašies visuomet būna tik vienas vaizdas ir tik tam tikroje būklėj ir, be to, dar stumiant tam tikra prasme objektą ant didžiosios ašies, ta pačia prasme stumiamas ir vaizdas. Prie paskutinės išvados lengvai prieisime remdamies lygtimi $\frac{n_2}{f} - \frac{n_1}{s} = \frac{n_2 - n_1}{r}$, kuri galioja sferiškam paviršiui, kada iš abiejų to paviršiaus pusių randasi du mediumai lūžimo koeficientų n_1 ir n_2.

Diferencijuodami šitą lygtį iš atžvilgio į s gausime: $-\frac{n_2}{f^2} \cdot \frac{df}{ds} + \frac{n_1}{s^2} = 0$.

Iš čia išeina $\frac{df}{ds} = \frac{n_1 f^2}{n_2 s^2}$.

Kadangi f^2 ir s^2 visuomet teigiami dydžiai, lygiai kaip ir n_1 ir n_2, tai mes gauname išvadą, kad $\frac{df}{ds}$ irgi visuomet yra teigiamas dydis; žodžiais tai reiškia, kad f visuomet keičiasi ta pačia prasme kaip ir s ir, vadinasi, kad stumiant objektą išilgai didžiosios ašies, jo vaizdas visuomet stumiamas ta pačia prasme.

Grįšime dabar vėl prie eilės mediumų įvairių lūžimo koeficientų, perskirtų sferiškais paviršiais. Tesirandie atstumo x_1 nuo bet kurio taško šitoje sistemoje tik ant didžiosios ašies objektas P pirmame mediume ir jo vaizdas Q paskutiniame mediume atstumo x_2 nuo augščiau minėto taško ant didžiosios ašies. Kadangi, kaip jau mes matėme, vaizdo tarpiniuose mediumuose susidarymas neturi reikšmės, tai mes galime išreikšti objekto ir vaizdo santykius turėdami galvoj tik jų koordinatas x_1 ir x_2 tokia lygtimi:

$$Ax_1 x_2 + Bx_1 + Cx_2 + D = 0.$$

Čia konstantos A, B, C, D pareina nuo sferiškų paviršių būklės, nuo jų kreivumo stipinų ir nuo įvairių mediumų lūžimo koeficientų. Šita lygtis apibendrinama forma išreiškia augščiau duotą Helmholtz'o dėsnį ir tą faktą, kad kiekvienai objekto P būklei ant didžiosios ašies yra tik viena vaizdo Q būklė ant tos ašies ir kad keičiant būklę P ta pačia prasme kinta būklė Q. Šita lygtis vienodai galioja ir atskiroms refrakcijoms tarpiniuose mediumuose ir galutiniam vaizdui, kurį duoda visa sistema.

Diferencijuodami šitą bendrą lygtį iš atžvilgio į x_1, mes gausime:

$$Ax_1\, dx_2 + Ax_2\, dx_1 + Bdx_1 + Cdx_2 = 0.$$

$$\text{arba } Ax_1 \frac{dx_2}{dx_1} + Ax_2 + B + C \frac{dx_2}{dx_1} = 0 =$$

$$= (Ax_1 + C) \frac{dx_2}{dx_1} + Ax_2 + B = 0.$$

Iš čia išeina $\frac{dx_2}{dx_1} = -\frac{Ax_2 + B}{Ax_1 + C}$.

Bet iš bendrosios lygties išeina:

$$x_2 (Ax_1 + C) = - Bx_1 - D \text{ ir } x_2 = -\frac{Bx_1 + D}{Ax_1 + C}.$$

Taigi pakeitę x_2 lygtyje $\frac{dx_2}{dx_1}$ šita jo verte, mes turėsime:

$$\frac{dx_2}{dx_1} = \frac{A\frac{Bx_1 + D}{Ax_1 + C} - B}{Ax_1 + C} = -\frac{(BC - AD)}{(Ax_1 + C)^2}.$$

Bet kaip jau mes matėme $\frac{dx_2}{dx_1}$ visuomet yra teigiamas dydis. Taip pat $(Ax_1 + C)^2$ irgi visuomet yra teigiamas dydis. Taigi išeina, kad BC — AD yra neigiamas dydis.

Jeigu konstanta A ne nulis, tai bendrà pagrindinė lygtis gali būti parašyta taip:

$$x_1 x_2 + \frac{B}{A} x_1 + \frac{C}{A} x_2 + \frac{BC}{A^2} = \frac{BC}{A^2} - \frac{D}{A}.$$

arba taip: $(x_1 - g_1)(x_2 - g_2) = -\gamma^2$, jeigu mes priimsime

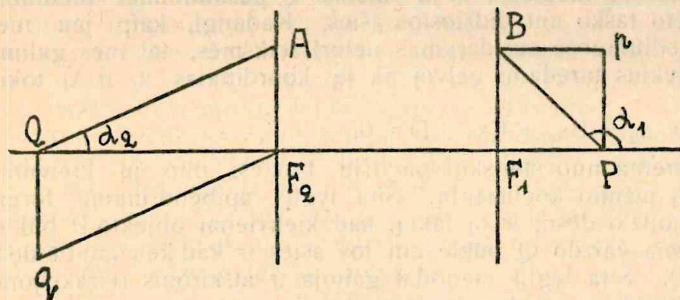
$$g_1 = -\frac{C}{A},\ g_2 = -\frac{B}{A} \text{ ir } \frac{(BC - AD)}{A^2} = -\gamma^2.$$

Visa ta erdvės dalis, kur gali būti objektas, vadinasi objekto erdvė, o visa ta erdvės dalis, kur gali būti vaizdas, vadinasi vaizdo erdvė (savaime suprantama, kad objekto ir vaizdo erdvės gali ir sutapti, kada vaizdas susidaro toje pačioje vietoje, toje pačioje plokšmėje, kaip ir objektas).

Kada objektas yra be galo toli, tada $x_1 = \infty$ ir $x_2 - g_2 = 0$. Plokšmė atstumo g_2 nuo to didžiosios ašies taško, nuo kurio išmatuotas x_1, vadinasi fokinė vaizdo erdvės plokšmė.

Kada vaizdas būna be galo toli, tada $x_2 = \infty$ ir $x_1 = g_1$. Plokšmė statmeniškai didžiajai ašiai atstumo g_1 nuo to taško, nuo kurio išmatuotas x_1, vadinasi fokinė erdvės plokšmė.

Objekto ir vaizdo erdvių fokinės plokšmės yra sujungtos plokšmės, ir taškai, kur tos plokšmės susikerta su didžiąja ašimi, yra sujungtieji taškai ta prasme, kad spindulys, einąs lygiagrečiai ašiai centruotos (koaksialiosios) linzių sistemos per vieną iš fokinių plokšmių, užlūžta eidamas per linzių sistemą taip, kad eina per fokinį tašką kitos fokinės plokšmės ir atbulai.



92 pieš.

Paaiškinsime šitą linzių sistemos fokinių plokšmių savumą 92 piešiniu. Čia mes turime centruotą (koaksialią) linzių sistemą su didžiąja ašimi Q F_2 F_1 P. Tegu linijos Pp ir Qq reiškia objektą, patalpintą ties linzių sistema, ir vaizdą, kuris toje sistemoje susidaro, ir tereiškie BF_1 objekto erdvės fokinę plokšmę ir AF_2 vaizdo erdvės fokinę plokšmę. Nutiesime iš objekto viršutinio galo p spindulį pB lygiagrečiai didžiajai ašiai. Užlūždamas per linzių sistemą, tasai spindulys pereis per fokinę plokšmę vaizdo erdvės taške F_2 ir per vaizdo Qq galą q. Vienu žodžiu, lygiagrečiam spinduliui Bp objekto erdvėje bus sujungtasis spindulys F_2 q vaizdo erdvėje. Nutiesime

toliau iš vaizdo Q taško B, spindulį AQ lygiagrečiai spinduliui $F_2 q$. Tasai spindulys susikirs su vaizdo fokine plokšme taške A. Q bus vaizdas taško P. Taigi spinduliui AQ vaizdo erdvėje sujungtasis spindulys objekto erdvėje turi eiti per tašką P. Bet jis turi eiti ir per tašką B, nes tasai spindulys turi susikirsti su objekto fokine plokšme tam pačiam taške, kaip ir spindulys pB.

Pažymėsime objekto ir vaizdo atstumus nuo jų fokinių plokšmių raidėmis D ir φ ir kampus, kuriuos sudaro su teigiama ašies kryptimi sujungtieji spinduliai PB ir AQ, iš eilės raidėmis α_1 ir α_2. Taigi mes turime:

$$D = F_1P = x_1 - g_1 \text{ ir } \varphi = F_2Q = x_2 - g_2.$$

Surasime dabar šitų dydžių santykius, taikindami Helmholtz'o dėsnį. Iš 92 piešinio išeina:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = -\frac{F_1B}{F_1P} = -\frac{y_1}{D} \text{ ir } \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{F_2A}{QF_2} = \frac{y_2}{\varphi}.$$

Čia y_1 ir y_2 reiškia linijinius (statmeniškai pagrindinei ašiai) objekto ir vaizdo didumus. Taigi mes turėsime: $y_1 n_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = y_2 n_2 \operatorname{tg} \alpha_2$, jeigu objektas randasi mediume lūžimo koeficiento n_1 ir vaizdas mediume lūžimo koeficiento n_2. Pakeitę čia $\operatorname{tg} \alpha_1$ ir $\operatorname{tg} \alpha_2$ jų augščiau duotomis vertėmis, mes gausime:

$$-\frac{y_1^2 n_1}{D} = \frac{y_2^2 n_2}{\varphi} \text{ arba } \frac{y_2^2}{y_1^2} = -\frac{n_1 \varphi}{n_2 D} = \frac{n_1 \gamma^2}{D^2 n_2} = \frac{n_1 \varphi^2}{n_2 \gamma^2},$$

nes $\varphi = -\frac{\gamma^2}{D}$ ir $D = -\frac{\gamma^2}{\varphi}$, kaip tai išeina iš anksčiau nustatyto santykio $(x_1 - g_1)(x_2 - g_2) = -\gamma^2$. Šitos lygtys nustato santykius linzių sistemos padidinimo, objekto ir vaizdo mediumų lūžimo koeficientų ir atstumų vaizdo ir objekto nuo jų fokinių plokšmių.

Ypatingos reikšmės svarstomoje teorijoje turi tokie atstumai D ir φ nuo fokinių plokšmių, prie kurių susidaro vaizdas tokio pat didumo kaip objektas, vadinasi, kada $\frac{y_2}{y_1} = 1$. Tada turėdami galvoj augščiau duotus santykius, mes turime:

$$\frac{n_1 \gamma^2}{n_2 D^2} = 1 \text{ ir } \frac{n_2 \varphi^2}{n_2 \gamma^2} = 1, \text{ iš kur išeina}$$

$$D^2 = \frac{n_1 \gamma^2}{n_2} = F_1^2 \text{ ir } \varphi^2 = \frac{n_2 \gamma^2}{n_1} = F_2^2.$$

Šitos lygtys apibrėžia vaizdo ir objekto atstumus nuo fokinių plokšmių prie padidinimo ± 1, nes iš lygčių $D^2 = F_1^2$ ir $\varphi^2 = F_2^2$ išeina $D = \pm F_1$ ir $\varphi = \pm F_2$. Taigi išeina, kad gali būti dvi objekto ir vaizdo būklės: viena, kuri atitinka padidinimui + 1, ir kita, kuri atitinka padidinimui — 1. Todel mes čia turėsime du porius sujungtųjų taškų ir du porius sujungtųjų plokšmių, kurios susikerta su didžiąja sistemos ašimi tuose taškuose ir yra orientuotos statmeniškai pagrindinei ašiai. Sujungtieji taškai, kurie atitinka padidinimui + 1, vadinasi didieji linzių sistemos taškai, o atitinkančios tiems taškams plokšmės vadinasi didžiosios sistemos plokšmės. O sujungtieji taškai, kurie atitinka padidinimui — 1, vadinasi antididieji taškai, ir atitinkančios tiems taškams plokšmės vadinasi antididžiosios plokšmės. Esminis tų didžiųjų plokšmių savumas yra tas, kad jeigu koks nors spindulys susikerta su viena iš tų plokšmių tam tikro atstumo nuo didžiosios ašies, tai to spindulio sujungtasis spindulys susikerta su kita didžiąja plokšme to pat atstumo nuo didžiosios ašies.

Priėmę, kad $D = -F_1$ ir $\varphi = -F_2$ (vadinasi, atmetę visus kitus atsitikimus, kurie išeina iš santykių $D = \pm F_1$ ir $\varphi = \pm F_2$), surasime dabar absolutinės vertės F_1 ir F_2. Iš $D\varphi = -\gamma^2$ išeina $F_1 . F_2 = -\gamma^2$. Pakeitę šitą vertę γ^2 lygtyje $D^2 = \frac{n_1}{n_2} \gamma^2 = F_1^2$, arba lygtyje $\varphi^2 = \frac{n_2}{n_1} \gamma^2 = F_2^2$, mes gausime $-\frac{n_1}{n_2} . F_1 . F_2 = F_1^2$, iš kur išeina $-n_1 F_2 = n_2 F_1$.

Pažiūrėsime dabar, kaip atrodo šitie santykiai, kada sujungtieji spinduliai sudaro lygius kampus su teigiama ašies kryptimi, vadinasi, kada mes turime $\alpha_1 = \alpha_2$ ir $\operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{tg} \alpha_2$. Taikindami šituo atveju Helmholtz'o dėsnį mes turėsime: $n_1 y_1 = n_2 y_2$. Be to, mes turime $-n_1 F_2 = n_2 F_1$ arba $\frac{n_1}{n_2} = -\frac{F_1}{F_2}$ ir pagaliau $F_1 F_2 = -\gamma^2$. Grįždami dabar prie lygties

$$\frac{y_2^2}{y_1^2} = -\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\varphi}{D} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\gamma^2}{D^2} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\varphi^2}{\gamma^2}$$

ir pakeitę čia γ^2 ir santykį $\frac{n_1}{n_2}$ augščiau duotomis vertėmis, gausime:

$$\frac{y_2^2}{y_1^2} = -\frac{F_1}{F_2} \cdot -\frac{F_1 F_2}{D^2} = -\frac{F_1}{F_2}, \frac{\varphi^2}{-F_1 F_2}$$

$$\text{arba } \frac{y_2^2}{y_1^2} = \frac{F_1^2}{D^2} = \frac{\varphi^2}{F_2^2}.$$

Iš to išeina $\frac{y_2}{y_1} = -\frac{F_1}{D} = -\frac{\varphi}{F_2}$. (Kvadratinės šaknys imamos čia su — ženklais, nes mes nagrinėjame kaip tik tokį atsitikimą.) Padauginę šitose lygtyse skaitiklius iš n_2 ir vardiklius iš n_1, mes gausime:

$$\frac{n_2 y_2}{n_1 y_1} = -\frac{n_2 F_2}{n_1 D} = -\frac{n_2 \varphi}{n_1 F_2}.$$

Kadangi, kaip jau anksčiau įrodyta, $n_2 F_1 = -n_1 F_2$, tai pagaliau mes gausime tokius santykius:

$$\frac{n_2 y_2}{n_1 y_1} = \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{F_1}{D} = \frac{F_2}{D} \text{ ir}$$

$$\frac{n_2 y_2}{n_1 y_1} = \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{\varphi}{F_2} = \frac{\varphi}{F_1}.$$

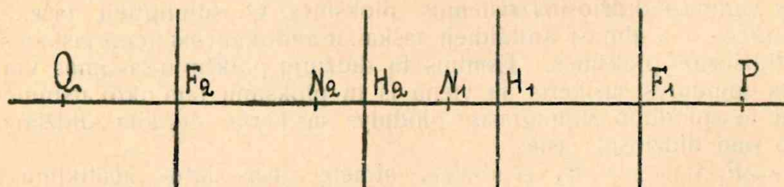
Eidami Helmholtz'o dėsniu, mes turime:

$$n_2 y_2 \operatorname{tg} \alpha_2 = n_1 y_1 \operatorname{tg} \alpha_1, \text{ arba } \frac{n_2 y_2}{n_1 y_1} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2}.$$

Bet mes svarstome tokį atsitikimą, kada sujungtųjų spindulių kampai su ašimi α_1 ir α_2 yra lygūs. Taigi šitam atsitikimui galioja:

$$\frac{n_2 y_2}{n_1 y_1} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{F_2}{D} = \frac{\varphi}{F_1} = 1.$$

Iš to išeina, kad tuo atveju $D = F_2$ ir $\varphi = F_1$. Mes čia vėl gauname apibrėžtus tomis lygtimis du ypatingus taškus ant didžiosios ašies ir dvi einančias per tuos taškus statmeniškai didžiajai ašiai plokšmes. Tie taškai vadinasi linzių sistemos mazgai, ir atitinkančios joms plokšmės vadinasi mazgu plokšmės. Ypatinga reikšmė mazgų yra ta, kad spindulys, kuris eina per vieną iš tų taškų, įeidamas į sistemą, išeina iš sistemos per kitą tašką, nekeisdamas savo krypties, vadinasi, eidamas toliau lygiagrečiai įeinančio į sistemą spindulio krypčiai.



93 pieš.

Pasinaudosime schema 93 piešinio, norėdami paaiškinti fokinių taškų, pagrindinių (didžiujų) taškų ir mazgų santykius. Tereiškie linija QP didžiąją ašį centruotos linzių sistemos ir tesirandie taškuose P ir Q objektas ir vaizdas. Toliau tereiškia linijos F_1 ir H_1

fokinę ir didžiąją plotmes objekto erdvės ir linijos F_2 ir H_2 tuos pačius elementus vaizdo erdvės ir pagaliau tesie N_1 objekto erdvės mazgas ir N_2 vaizdo erdvės mazgas. Tad mes turime $F_1P = D$ ir $F_2Q = \varphi$. Be to, $H_1 F_1 = F_1$ ir $H_2 F_2 = F_2$ ir pagaliau $F_1 N_1 = F_2$ ir $F_2 N_2 = F_1$, nes tai bus mazgų atstumai nuo atitinkančių fokinių plokšmių objekto erdvės ir mazgo erdvės, o kaip jau įrodyta, mazgo atstumas nuo fokinės plokšmės objekto erdvės yra lygus atstumui didžiosios plokšmės nuo fokinės vaizdo erdvės plokšmės, ir atbulai.

Pažymėsime taškų P ir Q koordinatas (objekto ir vaizdo) iš atžvilgio į jų didžiąsias plokšmes iš eilės raidėmis d ir f. Tad $d = PH_1 = F_1 + D$ (žiūr. 93 pieš.) ir $f = F_2 + \varphi$. Iš šitų dviejų lygčių išeina $d - F_1 = D$ ir $f - F_2 = \varphi$ arba

$$(d - F_1)(f - F_2) = D\varphi = -\gamma^2 = F_1 \cdot F_2,$$

nes anksčiau įrodyta, kad $D\varphi = -\gamma^2$, o $-\gamma^2 = F_1 F_2$.

Iš paskutinės lygties, atlikę nurodytus ten veiksmus, padarę reikalingą sutraukimą ir padalinę abi lygties puses iš df, gausime: $\frac{F_2}{f} + \frac{F_1}{d} = 1$. Priimsime, kad F_1 ir F_2 yra fokiniai objekto ir vaizdo erdvių ilgiai, skaitydami tuos ilgius nuo objekto ir vaizdo didžiųjų plokšmių.

Iš $n_2 F_1 = -n_1 F_2$ išeina $F_2 = -F_1 = F_1$ priėmus $n_1 = n_2$, vadinasi, kada vaizdas ir objektas randasi tam pačiam mediume. Taigi pakeitę lygtyje $\frac{F_2}{f} + \frac{F_1}{d} = 1$ dydį F_1 lygiu jam dydžiu $-F$ ir F_2 dydžiu F, mes gausime tokią lygtį: $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$, kuri formaliai niekuo nesiskiria nuo žinomos jau mums sferiškų linzių pagrindinės lygties, kuri galioja plonoms linzėms. Kada $n_1 = n_2$, tada $F_1 N_1 = F_2 H_2$ (žiūr. 93 pieš.) $=$

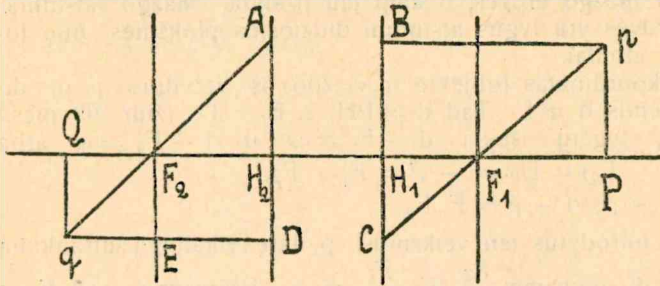
$$= -F_1 = -H_1 F_1 \text{ ir } F_2 N_2 = H_1 F_1 = -F_2 = -H_2 F_2.$$

Zodžiais, tokiu atveju mazgai randasi didžiosiose plokšmėse (sutampa su didžiaisiais taškais). Tokiu atveju didžiosios plokšmės vadinasi sistemos ekvivalentingomis plokšmėmis ir F vadinasi sistemos ekvivalentingas fokinis ilgis.

Remdamies šitomis išvadomis, duosime padidinimo formulą svarstomai sistemai. Aplamai, kaip jau anksčiau įrodyta, padidinimas $\frac{y_2}{y_1} = -\frac{\varphi}{F_2}$. Bet $\varphi = f - F_2$. Taigi $\frac{y_2}{y_1} = -\frac{(f - F_2)}{F_2}$. Iš lygties $\frac{F_2}{f} + \frac{F_1}{d} = 1$ išeina $F_2 d + F_1 f = f d$, arba padalinus į $F_2 d$ abidvi lygties puses $1 + \frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{f}{d} = \frac{f}{F_2}$ arba $\frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{f}{d} = \frac{f - F_2}{F_2}$. Taigi padidinimas $\frac{y_2}{y_1} = -\frac{f F_1}{d F_2}$. Bet $n_2 F_1 = -n_1 F_2$. Todel $\frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1 f}{n_2 d}$. Šita didinamoji formula virsta jau žinoma mums didinamąja formula, kada $n_1 = n_2$, būtent, tada $\frac{y_2}{y_1} = \frac{f}{d}$. Žodžiais: padidinimas yra lygus santykiui vaizdo ir objekto atstumų nuo jų didžiųjų plokšmių.

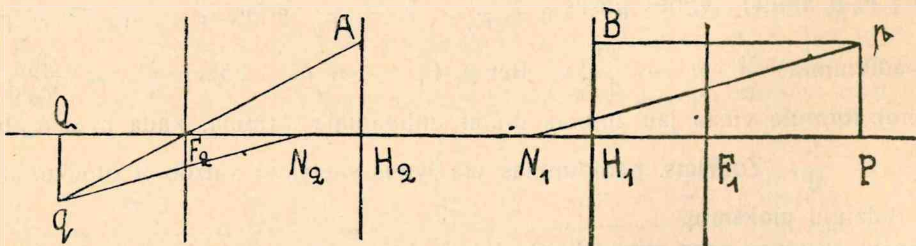
Linzių sistemos arba storos linzės fokai, didieji taškai ir mazgai vadinasi kardinalieji taškai arba Gauso taškai, ir jų reikšmė yra ta, kad žinant juos ir žinant objekto būklę, galima konstruoti vaizdą ir iš anksto apskaityti vaizdo atstumą ir padidinimą, veikiant taip pat, kaip veikiama turint reikalo su plonomis linzėmis. Vadinasi, nėra reikalo traktuoti atskirai kiekvieną sferišką paviršių ir kreipti dėmesio į tarpinius mediumus, per kuriuos eina spinduliai. Mes galime turėti visą eilę laužiančių sferinių paviršių ir visą eilę mediumų įvairiais lūžimo koeficientais. Mums reikia tik žinoti tokios sistemos kardinalius taškus, ir tada mes galime traktuoti šitą sistemą kaip tam tikrą vienetą, taikinant jai plonų sferiškų linzių pagrindinę lygtį. Turi būti išpildytos

tik dvi sąlygos: 1) sistema turi būti centruota, vadinasi, ji turi turėti bendrą didžiąją optikos ašį (koaksialioji sistema); 2) reikia neužmiršti, kad augščiau išdėstyti kardinalių taškų savumai galioja tik vaizdams nedidelių objektų ant ašies ir spinduliams, kurie sudaro nedidelius kampus su ašimi. Paskutinė sąlyga susiaurina išdėstytos čia teorijos pritaikinimo ribas. Bet vis delto ta teorija šiandien taikinama kaipo apytikrė teorija visiems praktikoje vartojamiems optikos instrumentams.



94 pieš.

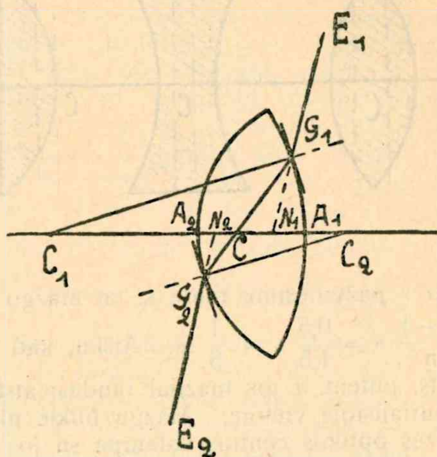
Paaiškinsime, pavyzdžiui, kaip konstruoti objekto vaizdas tokiai linzių kombinacijai remiantis kardinalių taškų ir kardinalių plokšmių savumais. Tereiškie linija PQ didžiąją ašį koaksialios linzių sistemos (žiūr. 94 pieš.). Tegu iš eilės F_1 ir F_2 reiškia šitos sistemos objekto ir vaizdo fokus ir H_1 ir H_2 reiškia šitos sistemos objekto ir vaizdo didžiuosius taškus. Surasime vaizdą linijinio objekto Pp, kuris susidaro einant spinduliams per šitą sistemą. Per nurodytus čia kardinalius taškus nutiesime atitinkančias jiems kardinaliąsias plokšmes statmeniškai didžiajai ašiai. Iš taško p nutiesime spindulį lygiagrečiai ašiai ligi jo susikirtimo taške B su didžiąja plokšme H_1B objekto. Iš anksčiau nurodyto pagrindinių plokšmių savumo išeina, kad tasai spindulys pB pereis per vaizdo didžiąją plokšmę H_2A to pat atstumo nuo ašies, kuriame jis susikerta su objekto didžiąja plokšme. Taigi atidedame ant vaizdo didžiosios plokšmės $H_2A = H_1B$ ir iš taško A tiesiame spindulį per foką F_2 vaizdo erdvės, nes didžiųjų plokšmių savumas ir yra tas, kad spindulys, kuris eina lygiagrečiai didžiajai ašiai per vieną didžiąją plokšmę, pasiekia kitą didžiąją plokšmę to pat atstumo nuo ašies ir eina toliau per atitinkantį tai plokšmei foką. Taigi spindulys AF_2 bus sujungtasis spinduliui pB. Kad surastume taško p vaizdą, nutiesime iš to taško dar kitą spindulį, būtent, per objekto erdvės foką F_1. Tesusikertie šitas spindulys su objekto didžiąja plokšme taške C atstumo H_1C nuo ašies. To pat atstumo nuo ašies tas spindulys pereis per vaizdo didžiąją plokšmę, vadinasi, pereis per tašką D ($H_1C = H_2D$) ir eis toliau lygiagrečiai didžiajai ašiai. Spinduliai AF_2 ir DE susikirs teške q, ir todel šitas taškas bus taško p vaizdas. Nutiesus iš taško q statmenį didžiajai ašiai mes gausime liniją qQ, kuri bus linijos pP vaizdas (vadinasi, taškas Q bus vaizdas taško P).



95 pieš.

Kitą būdą vaizdui konstruoti rodo 95 piešinys. Čia vėl linija PQ reiškia koaksialios sistemos didžiąją ašį, taškai F_1 ir F_2 reiškia tos sistemos fokus, H_1 ir H_2 jos didžiuosius taškus ir pagaliau N_1 ir N_2 jos mazgus. Nutiesime per tašką H_1 ir H_2 didžiosios plokšmės ir patalpinsime objektą pP statmeniškai ašiai prieš sistemą. Norėdami surasti taško p vaizdą, nutiesime vėl spindulį pB lygiagrečiai ašiai. Tas spindulys susikirs su objekto didžiąja plokšme taške B, jis pereis per tašką A vaizdo di-

džiosios plokšmės to pat atstumo nuo ašies ir nuo to taško eis per vaizdo foką (didžiųjų plokšmių savumas). Nutiesime iš taško p kitą spindulį per mazgą objekto erdvės N_1. Mazgų savumas yra tas, kad spinduliai, kurie eina per mazgus, nemaino savo krypties. Taigi iš vaizdo mazgo N_2 nutiesime liniją lygiagrečiai linijai pN_1. Tai bus spinduliui pN_1 sujungtasis spindulys, kuris susikirs su spinduliu AF_2 taške q. Taigi taškas q bus vaizdas taško p. Paleidę iš taško q statmenį į didžiąją ašį, mes gausime liniją pQ, kuri bus vaizdu linijos pP.



96 pieš.

Tos ar kitos linzių kombinacijos kardinalius taškus galima surasti eksperimento keliu arba apskaityti jų būklę. Mes čia užsiimsime tokiomis sistemomis, kurios randasi ore, vadinasi, kurių pirmasai ir paskutinis mediumai yra oras, ir todel mes čia turėsime reikalo tik su Gauso vadinamomis ekvivalentingomis plokšmėmis, vietoj pagrindinių plokšmių ir mazgų. Paimsime storą linzę (žiūr. 96 pieš.) ir teeinie spindulys $E_1 G_1 G_2 E_2$ per šįtą linzę nekeisdamas savo krypties. Tegu C bus tos linzės optiškas centras ir C_1 ir C_2 jos dviejų paviršių kreivumo stipinai. Nutiesime spindulį $E_1 G_1$ ligi susikirtimo su didžiąja ašimi $C_1 C_2$ taške N_1 ir nutiesime spindulį $E_2 G_2$ ligi susikirtimo su ašimi taške N_2. Iš trikampio $C_1 G_1 N_1$

$$\text{išeina } \frac{\sin C_1 G_1 N_1}{\sin G_1 C_1 C} = \frac{C_1 N_1}{G_1 N_1}.$$

Iš trikampio $C_1 G_1 C$ išeina $\dfrac{\sin C_1 G_1 C}{\sin G_1 C_1 C} = \dfrac{C_1 C}{C G_1}.$

Padalinę pirmąją lygtį į antrąją, mes gausime:

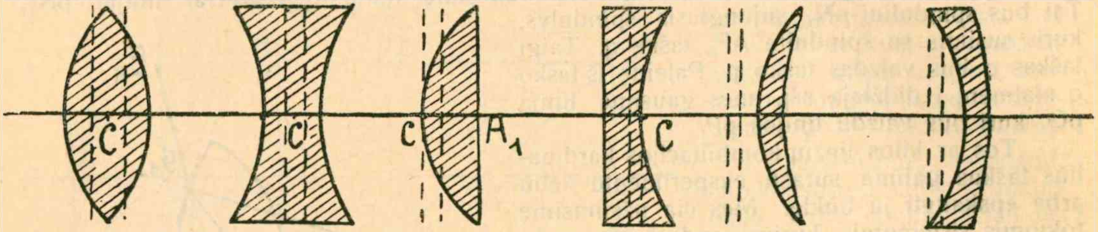
$$\frac{\sin C_1 G_1 N_1}{\sin C_1 G_1 C} = \frac{C_1 N_1 . C G_1}{G_1 N_1 . C_1 C}.$$

Bet $\angle C_1 G_1 N_1$ yra spindulio $E_1 G_1$ kritimo kampas taške G_1 ir $\angle C_1 G_1 C$ yra lūžimo kampas to paties spindulio taške G_1. Taigi $\dfrac{\sin C_1 G_1 N_1}{\sin C_1 G_1 C} = n$, jeigu mes raide n pažymėsime linzės lūžimo koeficientą.

Kada spindulio kritimo taškas G_1 artinasi prie taško A_1 linzės paviršiuje, taškas N_1 slenka išilgai didžiosios ašies ir tasai taškas N_1 pasiekia linzės mazgą tuomet, kada taškas G_1 pasiekia būklę A_1 linzės paviršiuje. Pasiekę tokią būklę vietoj santykio $\dfrac{C G_1 . C_1 N_1}{G_1 N_1 . C_1 C}$ mes turime santykį $\dfrac{A_1 C . C_1 N_1}{A_1 N_1 . C_1 C} = n.$

Kada linzės kreivumo stipinai dideli sulyginant su jos storumu, tada mes galime, darydami labai mažą klaidą, priimti $C_1 N_1 = C_1 C$, ir tada turėsime santykį $\dfrac{A_1 C}{A_1 N_1} = n.$ Samprotaudami tokiu pat būdu mes prieisime ir prie santykio $\dfrac{A_2 C}{A_2 N_2} = n.$ Pasinaudosime dabar tuo santykiu, kad surastume mazgų būklę dažniausiai vartojamoms praktikoje sferiškoms linzėms. Lūžimo koeficientas stiklo linzių būna apie $^3/_2$. Taigi iš augščiau duoto santykio išeina, kad $A_1 N_1 = \dfrac{2}{3} A_1 C$, vadinasi, mazgas randasi nuo linzės paviršiaus A_1 atstumo $^2/_3$ atstumo jos optiško centro nuo paviršiaus A_1. Taigi

paėmus simetrišką abipus iškilą linzę, kurios optiškas centras randasi jos vidury, tokios linzės mazgai bus atstumo nuo jos paviršiaus $^2/_3$ linzės storumo pusės arba $^1/_3$ jos storumo (žiūr. 97 pieš.). Aplamai, jeigu mes storumą simetriškos abipus iškilos



97 pieš.

linzės pažymėsime raide s, tai mazgo atstumas nuo jos paviršiaus bus duotas santykiu $\frac{n-1}{n}\, s = \frac{0,5}{1,5}\, s = \frac{1}{3}\, s$. Aišku, kad ir simetriškai abipus gaubtai linzei galioja tas pats, būtent, ir jos mazgai randasi atstume $^1/_3$ jos storumo, skaitant nuo jos paviršiaus siauriausioje vietoje. Mazgų būklė plokščiai iškilai linzei nustatyti lengviau, nes tos linzės optikos centras sutampa su jos ašigaliu, kitaip sakant, yra tas taškas, kur linzės didžioji optikos ašis susikerta su jos iškilu paviršium (žiūr. 97 pieš.). Pažymėsime šitą tašką raide C, o tašką, kur didžioji ašis susikerta su plokščiu linzės paviršium, pažymėsime raide A_1. Aišku, kad ir antrasai linzės mazgas N_2 čia sutaps su optikos centru C, nes spinduliai pereina per optikos centrą, lygiai kaip ir mazgą, nekeisdami savo krypties. Reikia surasti pirmojo mazgo N_1 būklę, kitaip sakant, jo atstumą $N_2 N_1$ nuo iškilo linzės paviršiaus. Kaip jau anksčiau nustatyta, $A_1 N_1 = \frac{A_1 C}{n}$. Pažymėsime linzės storumą raide s. Tad

$$N_2 N_1 = s - \frac{1}{n}(A_1 C + A_2 C) = s - \frac{s}{n} = s\left(1 - \frac{1}{n}\right) = s\,\frac{n-1}{n}.$$

Paėmę ir šitai stiklo linzei lūžimo koeficientą 1,5 mes gausime:

$$N_2 N_1 = s\,\frac{0,5}{1,5} = \frac{s}{3}.$$

Vadinasi, ir plokščiai iškilai linzei pirmasai mazgas bus atstumo $^1/_3$ linzės storumo nuo jos iškilo paviršiaus, skaitant atstumus ant didžiosios ašies (o mazgas N_2 sutampa su optikos centru C). Aišku, kad ta pati išvada galioja ir plokščiai gaubtai linzei (žiūr. 97 pieš.), nes ir tai linzei optikos centras C bus taške, kur jos didžioji ašis susikerta su gaubtu paviršium. Taigi tame taške bus ir vienas iš mazgų. O kitas mazgas bus atstumo per $^1/_3$ linzės storumo, skaitant ant didžiosios ašies nuo jos gaubto paviršiaus.

Aplamai bet kurioms linzėms galioja santykis: $n A_1 N_1 = A_1 C$. O atstumas, sakysime, pirmojo mazgo nuo optikas centro

$$C N_1 = A_1 C - A_1 N_1 = A_1 C - \frac{A_1 C}{n} = A_1 C\left(1 - \frac{1}{n}\right) = A_1 C\,\frac{n-1}{n}.$$

$$\text{Taigi}\ \frac{C N_1}{A_1 N_1} = A_1 C.\,\frac{n-1}{n} : \frac{A_1 C}{n} = \frac{n-1}{1}.$$

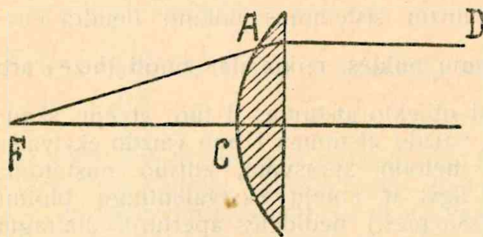
Žodžiais: mazgo būklės padalina atstumą nuo linzės optikos centro ligi jos paviršiaus į dvi dalis: nuo linzės optikos centro ligi mazgo ir nuo to mazgo ligi linzės paviršiaus santyky $\frac{n-1}{1}$. Visokioms linzėms galima geometrijos konstrukcijos keliu surasti optikos centro būklę, ištiesiant liečiamąsias plokštumas (arba liečiamąsias linijas) dvie-

juose taškuose, kur linzės didžioji ašis susikerta su abiem linzės paviršiais ir tiesiant per apribotą šitomis lygiagretėmis plokšmėmis linzės dalį spindulius. Kur ta spindulio dalis, kuri eina linzės vidury, susikerta su didžiąja ašimi, ten ir bus optikos centras. O suradus geometrijos konstrukcijos keliu optikos centro būklę, remiantis augščiau duotu santykiu lengva bus apskaityti mazgų būklę. Kaip rodo 97 piešinys, vadinamosioms linzėms meniskams (iškilai gaubtai arba gaubtai iškilai linzėms) abudu mazgai randasi iš oro tų linzių. Tų mazgų būklė surasta kaip jau augščiau pasakyta. Visais tais atvejais, kada linzė randasi ore arba aplamai kada ji iš visų pusių apsiausta tuo pačiu mediumu, kaip jau mes žinome, mazgai sutampa su didžiaisiais taškais ir, vadinasi, mazgų būklė apibrėžia tokiais atvejais didžiųjų plokšmių būkles, kurios tada vadinasi ekvivalentingos plokšmės. Reikia tik neužmiršti, kad tos ekvivalentingos plokšmės gali būti ir vidury linzės arba linzių sistemos ir iš oro jos.

Kad galima būtų storoms linzėms ir linzių sistemoms taikinti bendrą linzių lygtį $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$, be ekvivalentingų plokšmių būklės, reikia dar žinoti linzės arba linzių sistemos fokinius ilgius, atsimenant, kad objekto atstumas d tuo atveju skaitomas nuo objekto ekvivalentingos plokšmės, o vaizdo atstumas f nuo vaizdo ekvivalentingos plokšmės. Taigi duosime čia trumpą metodo aprašymą, kuriuo nustatomas storoms linzėms arba linzių sistemoms fokinis ilgis ir abiejų ekvivalentingų plotmių būklės. Patalpinsime ant optikos suolo (žiūr. 85 pieš.) nedidelės apertūros diafragmą ir ekraną, o tarp jų patalpinsime ant to paties suolo tiriamąją linzę, sakysime, renkamąją linzę. Nušvietę diafragmos skylę, mes galime gauti aiškų realų tos skylės vaizdą ekrane. Kadangi šituo atveju vaizdo atstumas matuojamas spindulių kryptimi, tai tokiai linzei f reikia paimti su neigiamu ženklu. Taigi mes čia turėsime $-\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$. (Tai formula renkamosios linzės, imant domėn ženklus). Aišku, kad nemainant atstumo tarp diafragmos ir ekrano, linzė dviejose būklėse tarp diafragmos ir ekrano duos realų vaizdą, nes vaizdo plokšmė ir objekto plokšmė yra sujungtos plokšmės ir, vadinasi, vienu atveju objektas bus atstumo d nuo linzės ir vaizdas atokumo f nuo linzės, o kitu atveju objektas bus atstumo f nuo linzės, o vaizdas atstumo d nuo linzės, kaip tai aišku iš pagrindinės linzių lygties. Sumažinsime dabar atstumą tarp diafragmos ir ekrano ant optikos suolo. Aišku, kad ir dabar mes surasime dvi linzės būkles, kuriomis susidarys ekrane realus vaizdas. Bet aišku, kad dabar atstumas tarp tų dviejų būklių linzės bus mažesnis kaip pirmuoju atveju, nes atstumas tarp ekrano ir diafragmos yra lygus $f + d + x$ (čia x reiškia atstumą tarp linzės didžiųjų plokšmių), o tasai atstumas antruoju atveju bus mažesnis kaip pirmuoju. Taigi artinant ant optikos suolo ekraną ir diafragmą vieną prie kitos, mes pagaliau pasieksime tokią būklę, kada linzė, patalpinta ant optikos suolo tik tam tikroje būklėj, duos vaizdą ekrane, ir kitos linzės būklės, kad ji duotų vaizdą, nebegalima bus surasti. Pasiekus tokią būklę tyrinėsime $f = d$, vadinasi, objektas ir vaizdas bus to pat atstumo nuo linzės, skaitant nuo jos atitinkamų didžiųjų plokšmių. Taigi tada mes turėsime: $-\frac{1}{d} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$, arba $d = -2F$.

Kada mes turime reikalo su plona linze, tai aišku, kad pasiekus tokią būklę atstumas tarp diafragmos ir ekrano bus $2d = 4F$. O turėdami reikalo su stora linze arba su linzių sistema mes žinome, kad antrasai didysis fokas randasi atstumo F nuo antrojo didžiojo taško, tuomet kaip ekranas, pasiekus augščiau nurodytą būklę, randasi atstumo 2F nuo antrojo didžiojo taško (arba nuo antrosios didžiosios plokšmės). Taigi išeina, kad pasiekus augščiau nurodytą būklę, ekranas bus atstumo F nuo antrojo didžiojo foko. Kad surastume šito antrojo foko būklę, mes galime su stora linze arba linzių sistema atlikti eksperimentą, aprašytą jau šitame straipsnyje anksčiau, kurio schemą atvaizduoja 86 piešinys (eksperimentas ant optikos suolo, vartodami užpakaly linzės plokščią veidrodį ir gaudami diafragmos skylės vaizdą greta tos pat skylės).

Tuo būdu mes surasime būklę antrojo didžiojo foko storos linzės iš atžvilgio į tą jos paviršių, kuris randasi arčiau prie foko. Išmatavę atstumą nuo surasto tokiu būdu foko ligi ekrano, mes surasime, remdamies tuo, kas anksčiau pasakyta, storos linzės fokinį ilgį F. Matuodami dabar nuo surasto tokiu būdu antrojo didžiojo foko atgal į linzę ir atidėdami šita kryptimi ilgį F mes surasime antrojo didžiojo linzės taško būklę (arba antrosios didžiosios plokšmės). Bet aišku, kad tuo pačiu eksperimentu mes galime surasti ir pirmojo didžiojo foko būklę, pasukę linzę, kad jį būtų atkreipta į diafragmos apertūrą tuo savo paviršium, kuriuo ji prieš tai buvo atkreipta į ekraną. O suradę pirmojo didžiojo foko būklę ir išmatavę jo atstumą nuo ekrano, mes turėsime pirmąjį didįjį fokinį ilgį, ir atidėdami nuo šito foko atgal tą ilgį, surasime pirmojo didžiojo taško būklę (arba pirmosios didžiosios plokšmės). Vienu žodžiu, tyrimo keliu mes visuomet galime nustatyti bet kuriai storai linzei jos fokinį ilgį ir jos didžiųjų plokšmių būklę, o tada mes galime taikinti bendrą pagrindinių linzių lygtį, kad galėtume iš anksto apskaityti, kur ir kokio didumo bus vaizdas, jeigu duotas tam tikro didumo objektas ir tam tikro atstumo nuo linzės.



98 pieš.

Bet galima ir apskaitymo keliu surasti didysis storos linzės arba linzių sistemos fokinis ilgis. Paprasčiausia tai bus vėl plokščiai gaubtai linzei (žiūr. 98 pieš.). Tegu DA bus spindulys, kuris eina lygiagrečiai ašiai iš pusės plokščio linzės paviršiaus. Tasai spindulys pereina per plokščią paviršių be jokio nukrypimo ir nukrypsta tik pereidamas per iškilą paviršių. Taikindami šitam paviršiui bendrą sferiškų paviršių lygtį, mes turėsime $\frac{n_2}{f} - \frac{n_1}{d} = \frac{n_2 - n_1}{r}$. Kada sferiškas paviršius iš vienos pusės turi orą, o iš kitos stiklą, tad $n_2 = 1$ ir $n_1 = n =$ stiklo lūžimo koeficientui. Be to, svarstomuoju atveju $d = \infty$, nes mes turime reikalo su lygiagrečiais ašiai spinduliais. Taigi čia vaizdas susidaro plokščiai iškilos linzės foke, kuriam galioja santykis $\frac{1}{f} = \frac{1-n}{r}$, iš kur išeina $f = F = \frac{r}{1-n}$. Priėmę stiklo lūžimo koeficientą $n = 1{,}5$, mes gausime storai plokščiai iškilai linzei fokinį ilgį $F = -2r$ $\left(F = \frac{r}{1-{}^3/_2} = \frac{r}{-{}^1/_2} = -2r\right)$, vadinasi, tokio pat didumo, kaip ir plonai linzei, skaitant šitą fokinį ilgį nuo linzės optikos centro arba nuo jos antrojo mazgo ir atsimenant, kad tokiai linzei abudu tie taškai randasi ten, kur didžioji ašis susikerta su jos iškilu paviršium.

Jeigu mes paimsime stiklo rutulį, tai aišku, kad šito rutulio optikos centras ir, vadinasi, mazgas sutampa su jo geometrišku centru. Sekant lygiagrečių ašiai spindulių eigą, sakysime, per stiklo rutulį, nesunku geometriškai išvesti, kad jo didysis fokinis ilgis, skaitant nuo rutulio geometriško centro, bus $F = \frac{nr}{2(n-1)}$.

Remiantis žinomais jau storos linzės arba linzių sistemos kardinalių taškų savumais, nesunku duoti bendrą formulą ir storų renkamųjų arba sklaidomųjų linzių didžiajam fokiniam ilgiui. Paimsime linzę storumo s ir patalpinsime prieš ją objektą atstume per d, skaitant nuo jos paviršiaus ant didžiosios ašies. Tesusidaro to objekto vaizdas atstumo f' nuo šito paviršiaus. Eidami bendra sferiškų paviršių formula, mes turėsime: $\frac{n}{f'} - \frac{1}{d} = \frac{n-1}{r}$. Bet vaizdas atstumo f' nuo šito paviršiaus bus atstumo $f' + s$ nuo kito linzės paviršiaus ir bus tam kitam linzės paviršiui objektu. Tegu per tą kitą linzės paviršių susidarys vaizdas atstumo f nuo jo. Tad šitam vaizdui mes

turėsime santykius: $\frac{1}{f} - \frac{n}{f' + s} = \frac{1-n}{r_2}$ (kaip tai išvesta jau 6 § plonoms linzėms, kur mes storumą s linzės atmetėme ir ko čionai mes padaryti negalime, nes čia linzės storumas s jau nebemažas dydis sulyginant su kitais linzės atstumais). Iš pirmos tų dviejų lygčių išeina:

$$f' = \frac{n}{\frac{n-1}{r} + \frac{1}{d}}, \text{ o iš antros:}$$

$$f' + s = \frac{n}{\frac{1}{f} - \frac{1-n}{r_2}}.$$

Eliminuojame iš šitų paskutinių lygčių dydį f'. Tad gausime:

$$s = \frac{n}{\frac{1}{f} - \frac{1-n}{r_2}} - \frac{n}{\frac{n-1}{r_1} + \frac{1}{d}},$$

iš kur išeina:

$$\frac{s}{n}\left\{1 - f\frac{(1-n)}{r_2}\right\}\left\{1 + d\frac{(n-1)}{r_1}\right\} = f\left\{1 + d\frac{(n-1)}{r_1}\right\} - d\left\{1 - f\frac{(1-n)}{r_2}\right\}$$

arba

$$df\left\{\frac{S(n-1)^2}{n r_1 r_2} - \frac{n-1}{r_1} + \frac{n-1}{r_2}\right\} + f\left\{\frac{s}{n}\frac{n-1}{r_2} - 1\right\} + d\left\{\frac{s}{n}\frac{n-1}{r_1} + 1\right\} + \frac{s}{n} = 0.$$

Pažymėsime dabar koeficientus prie df, d, f ir t. t. iš eilės raidėmis A, B, C ir $\frac{s}{n} = D$. Mes gausime tokią lygtį:

$$A d f + B d + C f + D = 0.$$

Tai yra mūsų bendra lygtis, kuria remdamies mes nustatėme santykius linzių sistemos kardinaliems taškams. Taigi visos išvados, padarytos anksčiau, galioja ir šitai lygčiai. Šitą lygtį mes galime parašyti ir šiaip

$$d f + \frac{B}{A} d + \frac{C}{A} f + \frac{BC}{A^2} = \frac{BC}{A^2} - \frac{D}{A} = \frac{BC - AD}{A^2}.$$

Nesunku įrodyti, kad čionai $BC - AD = -1$. Taigi šita lygtis pagaliau įgauna tokią formą:

$$\left(d + \frac{C}{A}\right)\left(f + \frac{B}{A}\right) = -\frac{1}{A^2}.$$

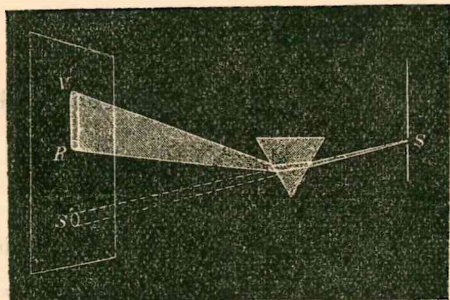
Sulyginę šitą lygtį su lygtimi $(x_1 - g_1)(x_2 - g_2) = -\gamma^2$ ir atsimindami, kad x_1 ir x_2 yra objekto ir vaizdo koordinatos, skaitant nuo bet kurio taško ant didžiosios ašies, mes, kaip ir anksčiau, prieisime ir dabar prie išvados, kad lygtis $d + \frac{C}{A} = 0$ ir $f + \frac{B}{A} = 0$ duoda sistemos fokinių plokšmių būklę. Taigi sistemos fokinis ilgis bus duotas tokia formula:

$$\frac{1}{F} = -A = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{(n-1)s}{nr_1 r_2}\right),$$

nes $F_1^2 = F_2^2 = \gamma^2 = \frac{1}{A^2}$, kaip jau anksčiau nustatyta. Taigi remiantis šita paskutine formula galima storoms linzėms apskaitymo keliu surasti ekvivalentingas fokinis ilgis. Reikia tik visuomet atsiminti, kad, suradus šitą fokinį ilgį ir taikinant bendrą linzių lygtį $\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$, atstumai f ir d išmatuoti ne nuo to paties taško, kaip plonoms linzėms, bet nuo didžiųjų taškų (f nuo vaizdo didžiojo taško ir d nuo objekto didžiojo taško).

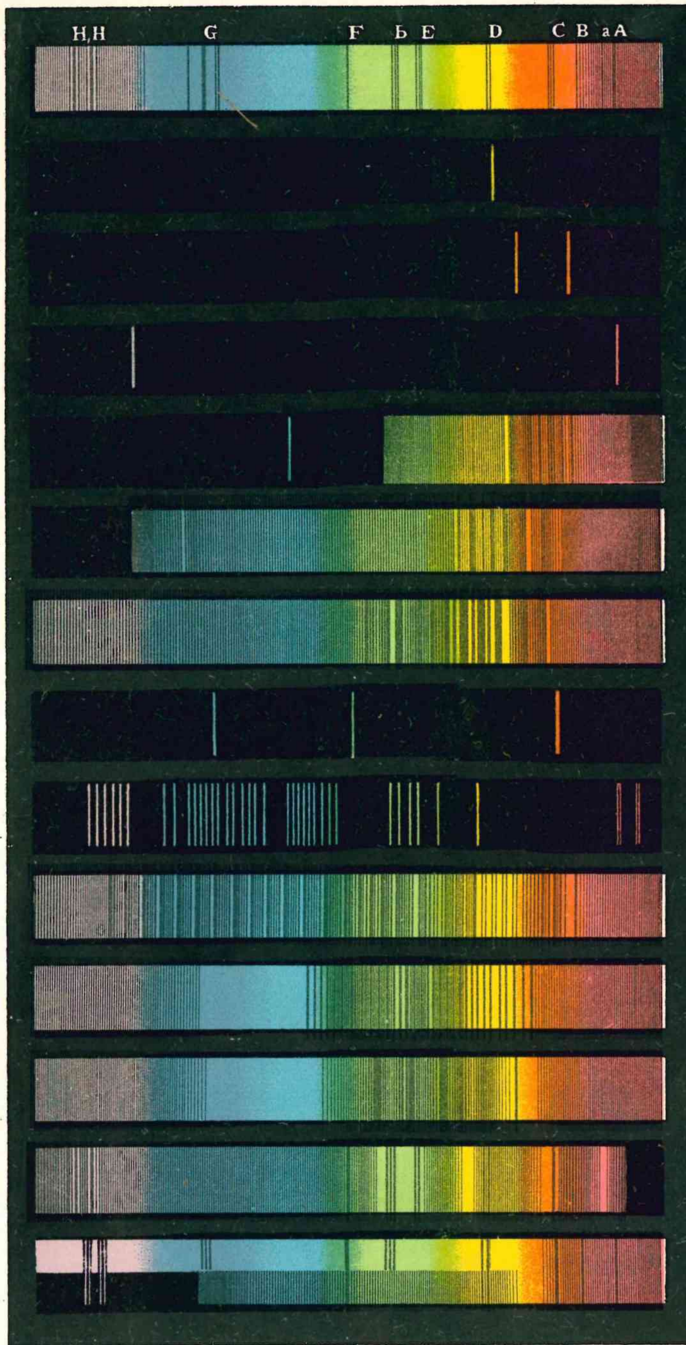
8 §. Sudėtinė šviesos prigimtis. Newton'o eksperimentas. Spektras. Šviesos dispersija. Chromatinė aberacija. Gryno spektro gavimas. Balta šviesa, kaipo visų spalvų mišinys. Prigimties spalvos. Dažai. Saulės spektras. Frauenhoferio tamsios linijos. Spektrų rūšys. Spektroskopas ir spektrometras. Absorpcijos spektrai. Bunzeno ir Kirchhofo eksperimentas tamsių linijų prigimčiai nustatyti. (Natrijo geltonos linijos apgręžimas). Lūžimo ir dispersijos santykiai. Achromatinė prizmų kombinacija. Tiesioginio regėjimo prizma. Achromatinė linzių kombinacija. Laumės juostos (vaivorykštės) fenomenas.

Priminsime čionai, kad 1666 — 1667 metais jaunas Newton'as priėjo prie išvados, kad jėga, kuri veikia tarp saulės ir planetų, yra ta pati jėga, kurios įtakoje ant žemės kūnai nustoję paramos — krinta žemyn. Bet tuomet Newton'as negalėjo paremti savo išvadų tam tikrais apskaitymais, nes tuomet nebuvo dar tiksliai nustatytas žemės stipino didumas, kuris reikalingas buvo tiems apskaitymams (žiūr. Mechanika, § 31). Taigi Newton'as laikinai atidėjo šitą problemą ir grįžęs 1667 metais į Kembridžį, jau kaipo universiteto profesorius, uoliai užsiėmė optikos instrumentais, norėdamas padirbti tobulą teleskopą. Nuo seniausių laikų visiems žinomas faktas, kad žiūrint per prizmą gaunamas įspūdis gražių laumės juostos spalvų, ir objekto vaizdas atrodo spalvotas. Kaip jau mes anksčiau matėme, į linzę, sakysime renkamąją, galima žiūrėti, kaipo į prizmų kombinaciją, kurių bazės eina lygiagrečiai pagrindinei linzės ašiai, o laužiamieji kampai atkreipti į linzės viršūnę arba jos apatinį galą. Taigi ir linzės paprastai duoda objekto vaizdus iš kraštų papuoštus laumės juostos spalvomis. Taigi tas prizmų ir linzių savumas buvo priežastimi to, kad negalima buvo gauti aiškaus vaizdo kitaip, kaip vartojant linzės didelio fokinio ilgio, kaipo objektyvus teleskopams. Daryti gi tikslius astronominius stebėjimus negaunant aiškaus vaizdo buvo negalima, o vartoti teleskopai, kurių objektyvai turi didelį fokinį ilgį, buvo nepatogu, nes fokas netilpdavo teleskopo vamzdyje. Taigi Newton'as užsidavė sau uždavinį ištirti linzių savumus ir padirbti tokią linzę, kuri, turėdama nedidelį fokinį ilgį, duotų aiškų, nespalvotą fokinį vaizdą. Kadangi tai jam ilgą laiką nepasisekė, tai kilo klausimas, ar ta vaizdų yda pareina nuo linzės savumų ar nuo šviesos prigimties. Reikia pasakyti, kad nuo seniausių laikų laumės juostos spalvos buvo aiškinamos, kaipo prizmos padaras. Norėdamas patikrinti šitą nuomonę, Newton'as 1670 metais atliko tokį eksperimentą. Uždaręs langus langinėmis, jis pro nedidelę skylę langinėje įleido į kambarį šviesos spindulį ir pastatė to spindulio pakeliui trikampišką stiklo prizmą, kaip rodo 99 piešinys. Langinėj skylei S priešingoje sienoje arba ekrane jis gavo ištemptą skylės S vaizdą RV, nudažytą laumės juostos spalvomis. Visas vaizdas buvo atlenktas į prizmos bazę, vadinasi, kalbamuoju atveju augštyn nuo tos vietos S', kurioje ekrane būtų susidaręs skylės vaizdas, jeigu nebūtų buvę prizmos. Pasirodė, kad smarkiausiai buvo atlenktas violetinės spalvos vaizdas V ir mažiausiai raudonos spalvos vaizdas R. Eidami nuo raudono vaizdo galo, mes iš eilės turime čia šias spalvas: raudoną, oranžinę, geltoną, žalią, mėlyną, indigo ir violetinę. Šitą spalvotą skylės S vaizdą Newton'as pavadino spektru ir augščiau nurodytas spalvas — spektrų spalvomis, kurie pavadinimai vartojami ir šiandien fizikoje. Taigi prizma duoda ne vieną skylės S vaizdą, bet eilę vaizdų, kiekvieną tam tikros spalvos. Bet kadangi tie vaizdai užeina vienas ant kito, tai spalvos spektre negriežtai atskirtos viena nuo kitos ir aplamai spektre, gautam Newton'o metodu, vaizdas yra neaiškus ir paplitęs.



99 pieš.

SPEKTRAI



Saulės

Natrijo

Litijo

Kalijo

Stroncijo

Kalcijo

Barijo

Vandenilio

Deguonies

Azoto

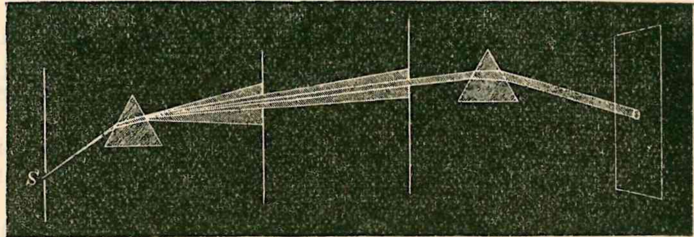
Jodo

Kalipermanganato

Chlorofilo

Saulės spektras
ant raudono popieriaus

Norėdamas išspręsti klausimą, ar prizma sudaro šitas spalvas, ar jos pareina nuo baltos šviesos prigimties, Newton'as atliko antrą eksperimentą, kurio schemą atvaizduoja 100 piešinys. Čia, kaip ir pirmame eksperimente, statoma stiklo prizma pakeliui šviesos spindulių, kurie įeina į tamsų kambarį pro langinės skylę S, ir ekrane gaunamas spektras. Vartodamas skylėtus ekranus (su mažomis apskritomis skylėmis) Newton'as galėjo pašalinti iš spektro visas spalvas, išėmus tik vieną, sakysime, geltoną. Reikia tik pastatyti vieną ar du skylėtus ekranus taip, kad per jų skyles eitų tik geltoni spinduliai (žiūr. 100 pieš.). Tada ekrane bus tik geltonas skylės S vaizdas. Jeigu dabar tarp skylėto ekrano ir ekrano, kuriame randasi geltonas vaizdas, patalpinti kitą stiklo prizmą, atkreipę ją laužiamuoju kampu taip, kaip ir pirmąją prizmą, sakysime, žemyn, tai ekrane pasilieka geltonas vaizdas, tiktai tas vaizdas dabar bus augščiau, kaip be antros prizmos. Atkartojęs šitą eksperimentą su visomis spektro spalvomis Newton'as konstatavo, kad prizma nesudaro spalvų, nes jeigu būtų kitaip, tai antroji prizma turėtų šį tą pridėti prie geltono vaizdo, ir tuo būdu pakeisti jo spalvą. Bet nieko, kas būtų panašu, į tai, nėra. Pirmos prizmos sudarytas spektras pasilieka spalvų atžvilgiu be kokios atmainos, ir antra prizma nukreipia visą spektrą tik dar sykį augštyn. Remdamasis tais eksperimentais Newton'as padarė išvadą, kad baltos šviesos spindulys yra sudėtinis dalykas, būtent, įvairių spalvotų spindulių mišinys. Prizma nieko prie tų spindulių neprideda, ji nesudaro jokių spalvų, ji tik perskiria tuos spindulius, iš kurių susideda baltas spindulys, nelyginant kaip sietas persijoja juos. Taigi Newton'as pavadino spektro spalvas elementariomis spalvomis ta prasme, kad tų spalvų spinduliai einant per antrą, per trečią ir t. t. prizmą nebekeičia savo spalvos, tik smarkiau nukrypsta. Taigi išeina, kad elementarieji spalvoti spinduliai, arba, paprastai kalbant, elementariosios spalvos, turi nevienodus nuokrypio kampus eidami per prizmą: mažiausią nuokrypio kampą turi raudona spalva, didžiausią violetinė spalva. Eidami pagrindine prizmos lygtimi $D = A (n - 1)$, mes gauname išvadą, kad įvairios elementariosios spalvos charakterizuojamos įvairių lūžimo koeficientų, būtent: raudona spalva turi mažiausią lūžimo koeficientą ir violetinė spalva didžiausią. Taigi suprantama, kad eidamos per prizmą elementariosios spalvos prasiskiria, nes jos užlūžta nevienodai, ir todel Newtonas pavadino spektro susidarymo procesą šviesos dispersija. Visiškoji šviesos dispersija, einant Newtonu, matuojama kampu, kurį sudaro perėję per prizmą kraštutiniai spinduliai: raudonas ir violetinis. Tiksliau kalbant, kiekviena spektro dalis, sakysime, raudona, susideda iš be galo daug spindulių, kurių lūžimo koeficientai didėja, einant per raudoną dalį į violetinę spektro pusę. Taip pat, sakysime, ir geltona spektro dalis susideda iš be galo daug spindulių, kurių lūžimo koeficientai didėja einant į violetinę pusę. Aišku, kad tas pats reikia pasakyti ir apie kitas spektro dalis. Taigi išeina, kad baltos šviesos spindulys susideda iš be galo daug spindulių įvairių įvairiausių lūžimo koeficientų, pradedant nuo nulio ir ligi begalybės. Bet mūsų akis yra tokios konstrukcijos, kad percepuoja, kaipo šviesą, tik tokius spindulius, kurių lūžimo koeficientai randasi tam tikrose, palyginti, nedidelėse ribose ir sugeba atskirti viena nuo kitos tik augščiau nurodytas spalvas.

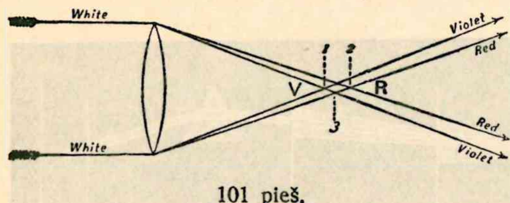


100 pieš.

Dabar mums bus suprantama, kodel linzės duoda neaiškius spalvotus vaizdus. Tegu į linzę krinta baltos šviesos lygiagrečių spindulių pluoštas (žiūr. 101 pieš.). Kadangi raudoni spinduliai turi mažiausią lūžimo koeficientą, tai perėję per linzę jie mažiau nukryps nuo savo pirmutinės krypties ir susikirs taške R, kur ir bus raudonų spindulių fokas. O violetiniai spinduliai, kurių lūžimo koeficientas visų di-

džiausias, pereidami per linzę labiausiai nukryps nuo savo pirmutinės krypties ir susikirs taške V arčiausia nuo linzės. Tame taške V ir bus violetinių spindulių fokas. Aišku, kad kitų spindulių fokai: geltonų, žalių ir t. t. bus tarp fokų R ir V.

Pereidamas per linzę, lygiagrečių spindulių pluoštas virsta kūgišku pluoštu. Kaip rodo 101 piešinys, mes čia turėsime ne vieną kūgį, bet daugybę kūgių, kurie, taip sakant, bus įdėti vienas į kitą. Visi tie kūgiai turės bendrą bazę, būtent, linzės krantus, bet jų viršūnės bus įvairiose vietose linzės pagrindinėj ašy. Arčiau nuo linzės išorinis kūgis bus raudonų spindulių kūgis, o išvidinis violetinių spindulių kūgis. Kitų spindulių kūgiai bus tarp jų. Bet toliau nuo linzės, ten, kur spinduliai, perėję per foką, vėl sklinda, bus atbulai: išorinis kūgis bus sudarytas violetinių spindulių, o išvidinis raudonų spindulių, kaip rodo 101 piešinys. Jeigu patalpinsime ekraną tarp linzės ir violetinių spindulių foko V, tai mes gausime tame ekrane šviesos dėmę, kuri centre bus balta, bet kurios krantai bus oranžiškai — raudoni. Patalpinus šitą ekraną toliau nuo linzės, kaip raudonų spindulių fokas R, mes gausime ekrane šviesos dėmę centre baltą, o iš krantų mėlynai violetinę. O jeigu patalpinsime ekraną toje vietoje, kuri 101 piešiny pažymėta skaitmenim 3, tai ekrane gausime šviesos dėmę mažiausiai spalvotą, gangreit baltą. Bet visiškai spalvotumo mes ir čia nepašalinsime. Vienu žodžiu, kiekvienas objekto taškas duos per linzę vaizdą ne taško pavidalu, bet spalvotos dėmės pavidalu. Šitas fenomenas žinomas kaipo chromatinė linzių aberacija ir ji yra priežastis to, kad paprastai linzės duoda spalvotus neaiškius paplitusius vaizdus. Newton'as išmatavo atstumą tarp violetinio ir raudono fokų V R ir laikė šitą dydį chromatinės aberacijos matu. Tarp kita ko jis konstatavo, kad chromatinė aberacija sudaro apie $^1/_{50}$ dalį linzės diametro.



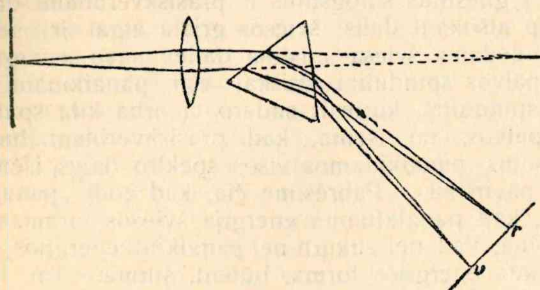
101 pieš.

Newton'as manė, kad šios ydos optikos instrumentuose, kuriuose vartojamos linzės, kaip mikroskopai ir teleskopai, negalima pašalinti, nes negalima panaikinti dispersijos taip, kad pasiliktų spindulių nuokrypis, ir atbulai, gauti dispersija, palaikant spinduliams jų pirmutinę kryptį. Newton'as buvo giliai įsitikinęs, kad šviesos dispersija ir spindulių nuokrypis yra taip glaudžiai susiję vienas su kitu ir taip pareina vienas nuo kito, kad negali būti dispersijos ten, kur nėra šviesos nuokrypio, ir atbulai. Taigi priėjęs prie šitos išvados Newton'as ir nebemėgino padirbti tobulą teleskopą, vartodamas linzes, ir užsiėmė konstrukcija teleskopų - reflektorių, kurie remiasi šviesos atspindžiu nuo sferiškų veidrodžių ir kuriuose netenka skaitytis su chromatinės aberacijos fenomenu. Bet šita Newton'o nuomonė buvo klaidinga. Kaip mes pamatysime šitame straipsnyje vėliau, galima pašalinti chromatinė aberacija ir turėti linzės, kurios nukreipia šviesos spindulį be dispersijos. Kiek vėliau Dolond'as parodė, kad kombinacija tam tikrų įvairios rūšies stiklų gali duoti sudėtinę linzę be chromatinės aberacijos. Bet Newton'o autoritetas buvo toks galingas, jog jo nuomonė ilgą laiką viešpatavo fizikų ir astronomų tarpe ir sutrukdė teleskopų - refraktorių tobulinimo darbą.

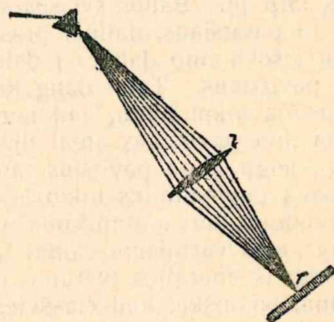
Jau mes paminėjome, kad spektras, gautas Newton'o metodu (žiūr. 99 pieš.), yra neaiškus ir paplitęs, ir nurodėme šitos ydos priežastį. Žymiai vėliau, būtent, XIX šimtmečio pradžioje Muencheno optikas Frauenhoferis gavo vadinamąjį gryną spektrą su aiškiai apibrėžtomis spalvomis, paleidęs į prizmą lygiagrečių spindulių pluoštą, kaip rodo 102 piešinys. Čia tarp prizmos ir plyšio patalpinta renkamoji linzė taip, kad plyšys randasi jos foke. Taigi kūgiškas prasiskyrusių spindulių pluoštas, kuris išeina iš plyšio, perėjęs pro linzę darosi lygiagretis. Tokiomis sąlygomis užlūžę pro prizmą šviesos spinduliai duoda aiškiai apibrėžtą spektrą r v, kur r pažymėta raudona spektro dalis, o v violetinę spektro dalis. Kitos spektro dalys randasi tarp r ir v. Reikia dar pridurti, kad plyšys reikia pavartoti ne apskritas, bet keturkampis ir siauras. Būtino reikalo pastatyti plyšį fokinio atstumo nuo linzės nėra.

Reikia tik plyšys ir linzė suderinti taip, kad ekrane išeitų aiškus plyšio vaizdas (žiūr. 102 pieš.). Tada, patalpinę tarp linzės ir ekrano prizmą, mes gausime gryną spektrą.

Jeigu išsklaidytus prizma baltos šviesos spindulius vėl surinksime į foką renkamosios linzės pagalba, kaip rodo 103 piešinys, tai ekrane mes gausime baltą dė-



102 pieš.



103 pieš.

melę. Vadinasi, sumaišydami arba surinkdami spektro spindulius, mes gauname baltą šviesą. Šitą eksperimentą, nors ir su netobulu spektru, yra atlikęs Newton'as, įrodydamas tokiu būdu, kad sumaišant arba surenkant elementarinius spindulius susidaro balta šviesa. Bet Newton'as yra nustatęs dar ir kitą labai svarbų dalyką, būtent, vadinamų papildomų spalvų būvį arba tokių dviejų spalvų, kurios sumaišytos duoda baltą šviesą. Paimsime ploną stiklo pleištą (stiklo prizmą mažo lūžimo kampo) ir aštriu galu įkišime šitą pleištą tarp ekrano ir linzės arti nuo linzės l (žiūr. 103 pieš.) taip, kad tas pleištas arba ta prizma atlenktų į savo bazę, vadinasi, augštyn, raudonus spindulius. Tad mes ekrane turėsime raudoną plyšio vaizdą ir kitą dar vaizdą tokios spalvos, kuri susidaro susimaišant visoms spektro spalvoms, išėmus raudoną. Šitas antras vaizdas turi žalsvą spalvą, kuri susidaro sumaišant oranžinių, geltonų, žalių, mėlynų, indigo ir violeto spindulių. Paėmę kitą linzę, patalpinė ją tarp ekrano ir pleišto, mes vėl suliesime tuos du vaizdus, raudoną ir žalsvą, į viena ir gausime baltą vaizdą. Taigi raudona spalva iš vienos pusės ir žalsva spalva, kurią sudaro visos kitos spektro spalvos sumaišius jas, vadinasi papildomos spalvos ta prasme, kad sumaišytos tokios dvi spalvos visuomet duoda baltą šviesą Jeigu įkištum stiklo pleištą giliau taip, kad būtų atlenkti ne tik raudoni, bet žali ir geltoni spinduliai, tai mes ekrane turėsime du vaizdus: vieną geltoną, kitą mėlyną. Tai aišku, kad geltona ir mėlyna spalvos irgi yra papildomosios spalvos, nes ištraukus pleištą tos spalvos vėl susimaišys ir duos baltą vaizdą ekrano taške f. Užuot vartojus pleištus, galima pavartoti diafragma su eile plyšių gulsčia kryptimi. Tokia diafragma galima išimti iš spektro tą ar kitą spalvą. Spalva, sudaryta likusių spindulių, bus papildomoji išskirtinės spalvos. Aišku, kad mes turėsime visą eilę spalvų įvairių niuansų, kurios sumaišytos duoda baltą šviesą. Pažymėsime čia tik šias papildomąsias spalvas: raudoną ir žalią, geltoną ir mėlyną, žalsvai geltoną ir violetą. Be to, pabrėšime čia, kad spektro žalia spalva neturi paprastos papildomosios spalvos, bet grynos žalios spalvos papildomoji spalva susideda iš raudonos ir violeto spalvų, kurios sumaišytos daro raudono purpuro įspūdį.

Aprašyti čia eksperimentai buvo atlikti Newton'o ir vėliau atkartoti kitų tyrinėtojų. Tai yra šviesos sintezės eksperimentai, kurie kartu su šviesos analize (šviesos išsklaidymu prizma) galutinai nustatė sudėtinę baltos šviesos prigimtį.

Gausime dabar gryną spektrą, kaip rodo 102 piešinys, ir paėmę juodos gelumbės arba juodo šilko skepetėlę patalpinsime ją violetinėje spektro dalyje. Skepetėlė atrodys visiškai juoda. Iš eilės patalpinsime ją kitose spektro dalyse: mėlynoje, žalioje, geltonoje ir t. t. raudonoje, visur skepetėlė bus juoda. Paimsime raudoną skepetėlę. Pa-

talpinta violetinėj, mėlynoj, žalioj spektro dalyse ta skepetėlė atrodo visiškai juoda, o patalpinus ją raudonoje spektro dalyje, ji atrodo skaidriai raudona. Taip pat žalia skepetėlė, patalpinta žalioje spektro dalyje, atrodo skaidriai žalia. O kitose spektro dalyse žalia skepetėlė atrodo juoda. Taigi kyla klausimas, nuo ko pareina kūno paviršių spalvos? Kiekvienas kūnas susideda iš dalelių, iš molekulų, su dideliais protarpiais tarp jų. Baltos šviesos spinduliai, kurie krinta į kūno paviršių, dalinai atšoka nuo to paviršiaus, dalinai prasiskverbia į gilesnius sluogsnius ir prasiskverbdami daug kartų atšoka nuo dalelės į dalelę, ir taip atšokant dalis šviesos grįžta atgal ir išeina nuo paviršiaus. Taigi daug kartų atspindėdama šviesa nustoja dalies savo energijos ir nustoja tokiu būdu, kad tam tikros spalvos spinduliai visiškai esti panaikinami ir išeina nuo paviršiaus atgal tik likusieji spinduliai, kurie ir sudaro tą arba kitą spalvą. Taigi, jeigu kūno paviršius raudonos spalvos, tai išeina, kad prasiskverbiant baltai šviesai į paviršutinius tokio kūno sluogsnius panaikinamos visos spektro dalys, išėmus tik raudoną, kuri ir atmušama atgal nuo paviršiaus. Pabrėšime čia, kad žodį „panaikinama" mes vartojame čionai ta prasme, kad panaikinama energija šviesos forma. Bet kadangi iš energijos tvarumo dėsnio išeina, kad nei sukurti nei panaikinti energijos negalima, tai aišku, kad čia šviesa virsta kita energijos forma, būtent, šilima. Tai taip čia reikia suprasti žodis „šviesa panaikinama".

Jeigu kūno paviršutinė spalva žalia, tai reiškia, kad prasiskverbiant baltai šviesai į paviršutinius kūno sluogsnius, panaikinamos visos spektro dalys, išėmus žalius spindulius. O kada prasiskverbiant baltai šviesai į paviršutinius kūno sluogsnius daug kartų atšokant panaikinamos visos spektro dalys, tai kūno paviršius atrodo juodas. Taigi vadinamoji juoda spalva yra ne kas kita, kaip nebuvimas spalvos arba stoka spalvos.

Debesys, kurie susideda iš smulkių vandens lašelių, ir sniegas, kuris susideda iš smulkiu ledo kristalų, yra baltos spalvos todel, kad jie netaisyklingai atmuša šviesą, išbarsto ją į visas puses, nepanaikindami nė vienos spektro dalies. Taip pat ir del tos pačios priežasties baltos spalvos yra skaidrus stiklas, sutrintas smulkiais milteliais. Bet, antra vertus, geltonas auksas, baltas sidabras, raudonas varis, sutrinti smulkiais milteliais turi vadinamą juodą spalvą todel, kad krintanti į juos balta šviesa ir prasiskverbdama į gilesnius sluogsnius daugiakarčių atspindžių panaikinama (panaikinamos visos spektro dalys).

Taigi fiziški kūnai neturi savo spalvos ir aktingai spalvų sudaryme nedalyvauja. Fiziški kūnai tik pasingai dalyvauja spalvų sudaryme, prasijodami, taip sakant, baltos šviesos spindulius, kurie krinta į juos: panaikindami vienus spektro spindulius ir atmesdami atgal kitus. Tie ar kiti spektro spinduliai atmesti atgal ir sudaro tą paviršutinę spalvą, kuri yra charakteringa fiziškiems kūnams.

Bet skaidrūs fiziški kūnai charakterizuojami tos ar kitos spalvos ne tik atmuštoje šviesoje. Jie atrodo tos ar kitos spalvos pereinamoje šviesoje ir dažnai šita spalva skiriasi nuo paviršutinės to paties kūno spalvos. Bet einant spinduliams pro skaidrų kūną jo spalva susidaro jau augščiau aprašytu būdu, būtent: dalis baltos šviesos spindulių, pereinant per kūną panaikinama arba absorbuojama, kaip šituo atveju kalbama fizikoje. O kita dalis pereina per kūną, bet toje dalyje nebėra jau visų spektro spindulių, ir todel perėjusi šviesa daro tos ar kitos spalvos įspūdį. Visi fiziški kūnai absorbuoja šviesą, bet nevienodai: vieni mažiau, kiti daugiau. Jeigu tarp spektro, atmesto ekrane, ir prizmos patalpinsime plokščius stiklo indus su vandeniu, tai mes nepastebėsime spektre jokių atmainų. Išeina taip, kad vanduo praleidžia visus spektro spindulius. Bet jeigu paimsime vamzdį, sakysime, 5 metrų ilgio, uždarytą stiklo langeliais galuose, ir pripildę šitą vamzdį vandens patalpinsime jį tarp spektro ir prizmos, tai mes pastebėsime žymią atmainą spektre: visos spektro dalys bus tiek nusilpnintos, jog vos tik bus matomos, pasiliks aiški tik mėlyna spektro dalis. Vadinasi, vanduo storesniame sluogsnyje praleidžia tik mėlynus spindulius ir žymiai absorbuoja visus kitus spektro spindulius. Taigi žiūrint pro tą patį vamzdį į šviesą, vanduo atrodys melsvas. Praleidžiant šviesos spindulius per labai storą vandens sluogsnį, visi spektro spinduliai absorbuojami, ir tada vanduo atrodo visiškai juodas. Taip atrodo okeano

vanduo, nes ten kaip tik mes turime labai storą vandens sluogsnį, kuris ir panaikina arba absorbuoja visus krintančius į jo paviršių ir prasiskverbiančius į gilumą saulės spindulius, taip kad dugnas nebeatmuša atgal jokių spindulių. Jeigu įmesime į okeano vandenį baltą lėkštę ir seksime, kaip ji grimsta vandeny vis gilyn ir gilyn, tai iš pradžios lėkštės spalva atrodys mums žalsva, paskum žalsvai mėlyna, paskum tamsiai mėlyna ir pagaliau išnyks. Taigi plonanie sluogsny vanduo taip mažai absorbuoja šviesos, kad reikalinga pavartoti tam tikri metodai, kad galima būtų šiokia tokia šviesos absorbcija konstatuoti. Storesniame sluogsny vanduo absorbuoja jau daugiau šviesos ir praleidžia spektro dalis, pradedant nuo žalios ligi violetinės. Dar storesniame sluogsnyje praleidžia tik spektro dalis, pradedant nuo mėlynos, ir pagaliau labai storame sluogsnyje absorbuoja visus spindulius. Taigi gilus vanduo, o ypač okeano vanduo, charakterizuojamas juodos spalvos. Däugumos ežerų vanduo, palyginti, negilus, charakterizuojamas žalios spalvos, ir jūrų vanduo dažnai mėlynos, arba tamsiai mėlynos spalvos. Jeigu važiuojant garlaiviu okeane juoda vandens spalva ima kitėti ir darosi žalia, tai visuomet reiškia, kad artinamasi prie kontinento. Netoli nuo kontinento visuomet vandeny daug visokių smulkių dalelių, dumblo, kurios plaukioja, palyginti, negiliai ir todel atmuša žalią šviesą.

Paimsime plokščią indą ir pripylę jį kalibichromato skiedinio raudonai oranžinės spalvos, patalpinsime šitą indą tarp spektro ekrane ir prizmos arba tarp plyšio, iš kurio išeina šviesa, ir prizmos. Spektre pasiliks tiktai raudonai oranžinė dalis. Vietoj kitų spektro dalių mes pamatysime tamsią juostą arba eilę absorbcijos bruožų. Vadinasi, kalibichromato skiedinys praleidžia raudoną, oranžinę ir dalinai geltoną spektro dalis ir absorbuoja visas kitas spektro dalis. Taigi kalibichromato skiedinio spalva susidaro, taip sakant, atimant nuo spektro spalvas, pradedant nuo geltonos ligi violetinės.

Pripilsime tokį pat plokščią indą variosulfato skiedinio, pridėję pakankamai amoniako skiedinio vandeny. Tai bus skystimas gražios tamsiai mėlynos spalvos. Patalpinus šitą indą tarp prizmos ir plyšio ekrane pasiliks tik dalis spektro pradedant nuo mėlynos ligi violetinės. Raudona, oranžinė, geltona spektro dalys bus panaikintos. Tų spalvų vietose bus tamsūs bruožai arba absorbcijos bruožai. Vadinasi, variosulfato skiedinys vandens amoniake absorbuoja raudoną, oranžinę ir geltoną spektro dalis ir praleidžią mėlyną ir tas dalis, kurios seka mėlyną. Taigi ir čia spalva yra vaisius atėmimo iš balto spindulio tam tikrų spektro spalvų. Aišku, kad sudėję abudu plokščius indus su kalibichromatu ir vario sulfatu, mes panaikinsime visas spektro spalvas, ir abudu skystimai, žiūrint per juos atrodys visiškai juodi.

Duosime čia dar vieną pavyzdį, kad pabrėžtum skirtumą tarp spektro grynų, arba elementarinių, spalvų ir dažų. Jau mes anksčiau matėme, kad spektro geltona ir mėlyna spalvos yra papildomosios spalvos ir sumaišytos duoda baltą šviesą. Bet sumaišę geltonus ir mėlynus dažus, mes gausime ne baltus dažus, bet žalius. Reikia tačiau atsiminti, kad čia mes maišome ne spektro spalvas, bet dažus, vadinasi, du fiziškus kūnus, kiekvieną tam tikros spalvos. Dalykas tas, kad, kaip įrodė Helmholtz'as, nėra grynos prigimties spalvos. Taip mėlynas skystimas arba mėlyni milteliai praleidžia ne tik mėlynus spindulius, bet dalinai ir greta esančius jiems žalius spindulius. O geltonas skystimas arba geltoni milteliai praleidžia irgi ne tik geltonus spindulius, bet dalinai ir greta esančius jiems žalius spindulius. Taigi sumaišę tokį mėlyną ir geltoną skystimą arba tokius mėlynus ir geltonus miltelius, mes turėsime tokių vaisių: mėlynas skystimas arba mėlyni milteliai panaikins arba absorbuos geltoną, oranžinę ir raudoną spektro dalį; iš kitos pusės, geltonas skystimas arba geltoni milteliai panaikins arba absorbuos mėlyną, indigo ir violetą spektro dalis. Taigi ir vienu ir kitu atveju pasiliks neabsorbuota žalia spektro dalis, ir todel sumaišę mes čia turėsime dažus žalios spalvos. Todel nagrinėjant spalvų maišymo klausimą niekuomet nereikia užmiršti, kad spektro spalvos ir dažų spalvos yra du skirtingi dalykai.

Saulė yra ne tik svarbiausias šilimos šaltinis žemėje, bet ir svarbiausioji priežastis visokių spalvų gražybių. Todel suprantama, kad tyrinėtojai atkreipė ypatingo dėmesio į saulės spektrą. Kaip jau paminėta, Muencheno optikas Frauenhoferis

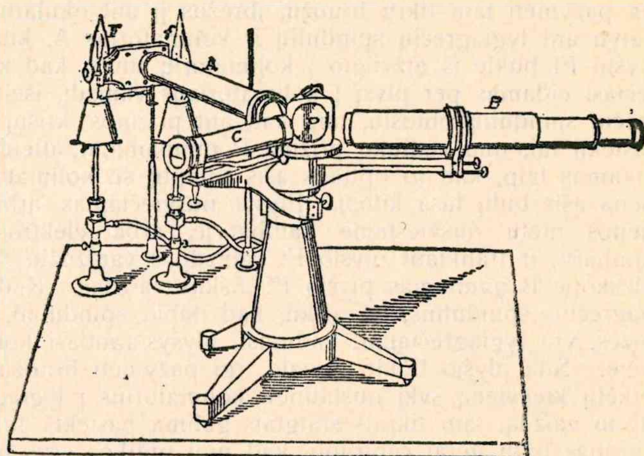
XIX šimtmečio pradžioje ir tuo pačiu laiku anglų fizikas Wollaston'as gavo gryną saulės spektrą, paleidę į prizmą lygiagrečių spindulių pluoštą, kaip rodo 102 piešinys. Jiedu konstatavo, kad saulės spektras išbraižytas visa eile tamsių linijų. Šito skyriaus gale randasi įvairių spektrų lentelė. Viršutinis tos lentelės vaizdas rodo saulės spektrą su kai kuriomis iš tamsių linijų. Frauenhoferis ir Wollaston'as suskaitė tokių linijų kelias dešimtis. Šiandien tokių linijų konstatuota keli tūkstančiai. Tos linijos užima visuomet tas pačias vietas spektre, vadinasi, charakterizuojamos tam tikrų minimum nukrypimų arba tam tikrų lūžimo koeficientų. Jos žinomos fizikoje kaipo Frauenhoferio linijos. Bet reikia pasakyti, kad nei Frauenhoferis, nei Wollaston'as nesugebėjo išaiškinti šitų tamsių linijų kilmės ir suprasti jų reikšmės. Sitą uždavinį išsprendė du dideli Vokietijos tyrinėtojai, būtent, Heidelbergo universiteto fizikos profesorius Kirchhoffas ir to paties universiteto chemijos profesorius Bunzenas. Jiedu pradėjo visą eilę spektrų tyrinėjimų 1856 metais ir paskelbė savo tyrinėjimų vaisius 1860 metais. Remdamies jų tyrinėjimais, mes čia trumpai paliesime spektrų problemą, palikdami įsigilinimą į smulkmenas šio dalyko tolimesniam šito skyriaus straipsniui apie radiaciją.

Taigi Kirchhoffas ir Bunzenas konstatavo, kad yra trys spektrų rūšys. Kieti ir skysti kūnai augštos temperatūros (įkaitinti ligi baltos šviesos, kada jie ima leisti baltą šviesą) duoda vadinamus tolydinius spektrus, visais atžvilgiais panašius į saulės spektrą, tik be tamsių linijų (žiūr. spektrų lentelės viršutinį vaizdą). Vientisiniai chemijos kūnai arba elementai, kada jie yra garų būklėje augštos temperatūros arba kada per juos garų stovyje eina elektros išlydis, duoda vadinamus linijų spektrus. Dažnai tai yra tamsus spektras, tik kai kuriose vietose perkirstas šviesiomis įvairių spalvų linijomis (žiūr. spektrų lentelę, spektrai: natrijo, litijo, kalijo, vandenilio ir t. t.). Taip natrijo spektras garų būklėje charakterizuojamas vienos skaidrios geltonos linijos gangreit vidury tos vietos, kurią saulės spektre užima geltona dalis. Šita linija žinoma fizikoje kaipo D linija. Kalijo spektras charakterizuojamas dviejų linijų: raudonos, kuri randasi toje spektro vietoje, kurią užima saulės spektro raudona dalis, ir violetinės — violetinėje spektro vietoje. Vandenilio spektras charakterizuojamas trijų linijų: raudonos, žalios ir žalsvai mėlynos. Spektrų lentelė rodo, kad deguonis charakterizuojamas daugiau kaip 20 linijų, o geležis garų būklėje charakterizuojama kelių šimtų linijų (geležies spektras čia neatvaizduotas). Iš to, kas anksčiau pasakyta apie spektro susidarymą, aišku, kad kiekviena tokia linija, sakysime, geltona linija natrijo arba raudona linija kalijo, arba raudona linija vandenilio charakterizuojama tam tikro lūžimo koeficiento ir yra ne kas kita, kaip plyšio, pro kurį leidžiama šviesa į prizmą, vaizdas. Labai dažnai sekant linijų spektrus šviesios linijos reiškiasi tamsesniame fone, kurį sudaro tolydinis spektras. Kirchhoffas ir Bunzenas konstatavo, kad linijinius spektrus duoda ir dauguma cheminių jungnių, jeigu tik junginiai randasi garų būklėje augštos temperatūros. Iš čia jie padarė išvadą, kad linijų spektrai yra charakteringi elementams, kad kiekvienas elementas charakterizuojamas vienos, dviejų, trijų ir daugiau šviesių linijų spektre, ir kiekviena linija užima spektre tam tikrą vietą pagal savo lūžimo koeficientą. Kadangi ir cheminių junginių spektrai, esant augštoms temperatūroms, duoda linijų spektrus, charakteringus elementams, tai Kirchhoffas ir Bunzenas paskelbė dėsnį, kad chemijos junginių spektrai yra elementų arba atomų spektrai, iš kurių tie junginiai susidarę. Tas yra, kad esant augštoms temperatūroms, sakysime, esant Bunzeno liepsnos temperatūrai, dauguma chemijos junginių būna disociacijos būklėje ir todel liepsnoje visuomet randasi laisvi elementų atomai ir duoda charakteringus jiems spektrus. Bet reikia pasakyti, kad vėliau buvo konstatuota, kad chemijos junginiai dažnai charakterizuojami ypatingų spektrų. Bet dažniausiai tie spektrai sudaro trečią spektrų rūšį, vadinamuosius ruožus, arba geriau pavadinus, juostų spektrus. Šitos juostos, arba ruožai, užima spektre žymiai didesnį plotą kaip linijų spektrų šviesios linijos ir visuomet iš vienos pusės tos juostos būna šviesesnės ir griežtesnės kaip iš kitos pusės, kur jos atrodo paplitusios, be griežtų kontūrų. Dažnai toki juosta atrodo perkirsta latakėlių, tarytum išarta. Kada aparatas, kuriuo gaunamas spektras (spektroskopas), yra didelės aikštinamosios galios, tai tos juostos pasirodo sudarytos visos eilės linijų, kurios yra labiau susigrūdę iš vienos pusės juostos, kaip

iš kitos pusės. Ta dalis juostos, kur jos linijos yra smarkiau susigrūdę, vadinasi juostos galva. Todel juostų spektrai vadinasi dar linijų serijų spektrai, nes kiekviena juosta susideda iš linijų serijos. Pavyzdžius tokių spektrų duoda spektrai stroncijo, kalcijo ir barijo (raudona, geltona ir žalia tų spektrų dalis) ir azoto spektras (žiūr. spektrų lentelę). Taigi išeina, kad juostų spektrų charakterizuojami ne tik chemijos junginiai, bet ir kai kuriais atvejais chemijos elementai. Vienu žodžiu, chemijos elementas gali duoti kaip linijų spektrą, taip ir juostų spektrą. Tai pareina nuo sąlygų, kuriose randasi elementas ir kuriomis gaunamas spektras.

Pagaliau pažymėsime čia dar, kad yra dar viena spektrų rūšis — vadinamieji absorbcijos spektrai. Tai yra tolydiniai spektrai, perkirsti tam tikrose vietose tamsių bruožų arba tamsių linijų. Pavyzdžius tokių absorbcijos spektrų duoda spektrai skiedinių kalijo permanganato ir chlorofilo (žiūr. spektrų lentelę). Šita prasme ir saulės spektras yra absorbcijos spektras kaipo perkirstas daugybės tamsių linijų.

Aparatai, kuriais gaunami ir sekami gryni spektrai, vadinasi spektroskopai arba spektrometrai. Spektrometrais jie vadinami tada, kada jie yra aprūpinti prietaisais elementarinių spindulių nuokrypio kampams matuoti. Savaime suprantama, kad pagrindinę kiekvieno spektrometro ir spektroskopo dalį sudaro stiklo prizma. Bet šiaip spektrometras yra visais atžvilgiais panašus į aprašytą jau šito skyriaus 5 § refleksgoniometrą, kuris vartojamas prizmos medžiagos lūžimo koeficientui nustatyti, išmatavus prizmos kampą ir monochromatiško spindulio, sakysime geltono spindulio, minimum nuokrypio kampą. Remiantis visu tuo, kas šitame paragrafe pasakyta apie šviesos sudėtinę prigimtį, dabar turi būti aišku, kodel sekant šviesos lūžimo fenomeną ir matuojant nuokrypio kampus ir lūžimo koeficientus visuomet buvo vartojami monochromatiški spinduliai arba tam tikros spalvos, tam tikro vidutinio lūžimo koeficiento spinduliai. Del aiškumo laikome reikalinga pabrėžti šitą dalyką dar kartą.



104 pieš.

104 piešinys atvaizduoja Bunzeno spektroskopą. Jo pagrindą sudaro masingas metalinis šulas ant trijų kojų. Ant to šulo randasi apskritas staliukas, ant kurio patalpinta trikampė stiklo prizma P. Prie šulo iš vienos pusės prizmos prijungtas kolimatorius A. Tai yra vamzdis, kurio viename gale iš prizmos pusės randasi objektyvas suvedančios linzės pavidalu, o kitame gale plyšys Ff, kurio platumą galima reguliuoti mikrometriniu sraigtu. Iš kitos pusės prizmos prie spektroskopo šulo prijungtas žiūronas arba teleskopas B, kurio viename gale nuo prizmos šono randasi objektyvas renkamosios linzės pavidalo, o kitame gale okularas linzių sistemos pavidalo sferinei aberacijai pašalinti. Ir kolimatorius A ir teleskopas B sujungti su šulu taip, kad reikalui esant galima būtų juos sukti gulsčia plokšme. Taip pat reikalui esant tam tikrais sraigtais galima šiek tiek pakeisti kolimatoriaus ir teleskopo būkles statmeniškoje plokšmėje (kitaip sakant, galima pasukti tų vamzdžių ašis statmeniškoje plokšmėje). Kada spektroskopu atliekami kampiniai matavimai, tai, be staliuko, ant kurio randasi prizma, ant šulo randasi dar metalinis diskas, padalintas į gradus ir net į gradų dalis su dviem nonijais. Tasai diskas sujungtas su šulu taip, kad sukant teleskopą B sukasi kartu su teleskopu abudu nonijai, o diskas nesisuka, arba tam tikrais sraigtais stabdžiais galima fiksuoti teleskopo būklė ir sukti prizmos staliukas,

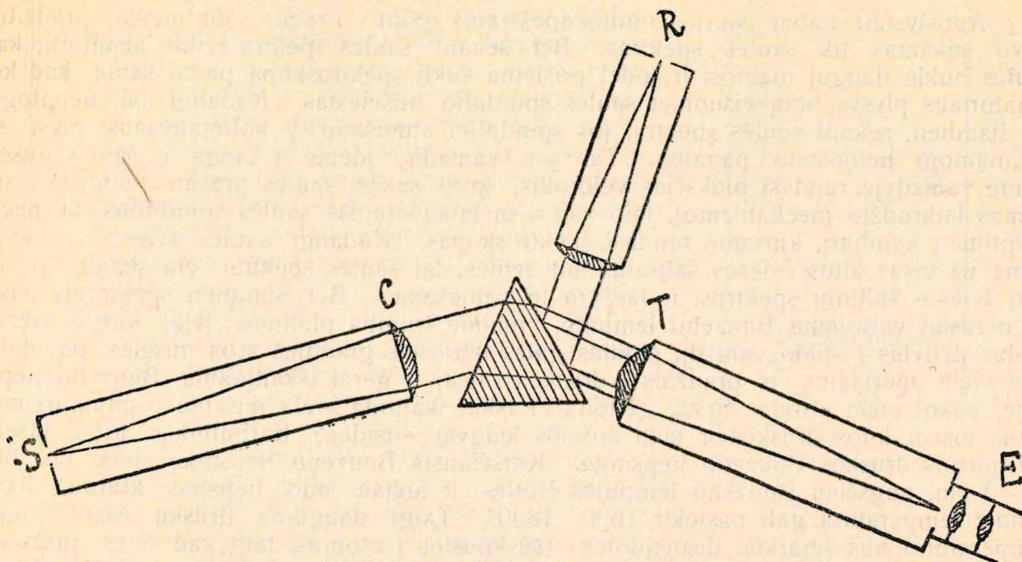
kartu su disku. Pagaliau galima fiksuoti disko būklė ir atleisti prizmos staliuką iš vienos pusės ir teleskopą iš kitos pusės. Tada, sakysime, esant reikalui surasti prizmos minimum būklė, galima sukti staliukas, ant kurio randasi prizma P, ir tuo pačiu laiku sukant teleskopą B ta pačia prasme kaip prizmos staliuką, sekti prizmos atlenktas spindulys, taip pat, kaip jau aprašyta § 5 kalbant apie prizmos kampo matavimą ir minimum nuokrypio kampo nustatymą. Kada spektroskopas aprūpintas disku su gradais ir dviem nonijais (kiekvienas kampas reikia atskaityti dviem nonijais, kad eliminuotų klaidas del aparato ekscentriciteto), tada jis vadinasi spektrometras. Aišku, kad tuo atveju teleskopo B objektyvo fokinėje plokšmėje turi būti ištempti kryžmais du ploni siūlai, kad su pagalba tų dviejų siūlų ir jų susikirtimo galima būtų fiksuoti tos ar kitos šviesios arba tamsios spektro linijos būklė. Labai dažnai teleskopo okularo vamzdis turi iš šono nedidelį langelį su veidroduku, pastatytu kampu 45^{0}, kad, reikalui esant, iš šono nušviestų siūlus, kurių vaizdas bus toje plokšmėje, kur susidarys spektro vaizdas. Prieš pradedant daryti spektroskopinius matavimus reikia sutvarkyti spektrometras ir centruoti kolimatoriaus ir teleskopo optikos dalis. Visų pirma reikia nustatyti teleskopą B į lygiagrečius spindulius arba į kokį nors tolimą daiktą, kad galima būtų gauti teleskope to daikto aiškus vaizdas. Taigi reikia nuimti teleskopas B nuo spektrometro arba pasukti jis taip, kad galima būtų atkreipti jį į kokį nors tolimą objektą, sakysime, tolimo namo kaminą, tolimos bažnyčios kryžių, bevielio telegrafo bokšto anteną ir t. t., ir traukiant iš vamzdžio B okularinį vamzdį (vadinasi, tolinant okularą nuo objektyvo), arba stumiant okularo vamzdį į vamzdį B (vadinasi, artinant okularą prie objektyvo), gauti aiškus tolimo daikto vaizdas. Tada teleskopas bus nustatytas lygiagrečiams spinduliams. Šita okularo būklė vamzdy reikia pažymėti tam tikru bruožu, įbrėžus jį ant okularo vamzdžio. Paskum reikia nustatyti ant lygiagrečių spindulių ir kolimatorius A, kitaip sakant, reikia pasiekti tokia plyšio Ff būklė iš atžvilgio į kolimatorių linzę, kad kūgiškas spindulių pluoštas, kuris kečiasi eidamas per plyšį į kolimatoriaus vamzdį, išeitų iš kolimatoriaus linzės lygiagrečių spindulių pluoštu, taip kad ant prizmos kristų lygiagrečiai spinduliai. Norint pasiekti tai, nuo staliuko prizma P nuimama, ir, atleidus sraigtais teleskopą B, jis pasukamas taip, kad jo optikos ašis sutaptų su kolimatoriaus optikos ašimi (žodžiu, kad viena ašis būtų tąsa kitos). Plyšys nušviečiamas arba dienos šviesa, jeigu dirbama dienos metu nušviestame kambaryje, arba elektros lempa, jeigu dirbama tamsiam kambary, ir traukiant plyšio Ff vamzdį iš vamzdžio A, arba stumiant jį į vamzdį A, teleskope B gaunamas plyšio Ff aiškus vaizdas. Kadangi teleskopas nustatytas į lygiagrečius spindulius, tai aišku, kad dabar spinduliai, kurie išeina iš kolimatoriaus A linzės, yra lygiagrečiai ir, vadinasi, plyšys randasi kolimatoriaus linzės fokinėje plokšmėje. Šitą plyšio būklę privalo irgi pažymėti bruožu ant plyšio vamzdžio, kad nereikėtų kiekvieną sykį nustatinėti kolimatorius į lygiagrečius spindulius. Gavus aiškų plyšio vaizdą, tam tikrais sraigtais galima pasiekti tokia būklė, kad kolimatorius ir žiūronas būtų gerai centruoti, kad jųjų optikos ašys būtų ne tik toje pačioje plokšmėje, bet ir toj pačioj tiesiojoj linijoj.

Pasiekus tai, prizma P statoma ant staliuko, kad vienas jos šonas būtų atkreiptas į kolimatoriaus A objektyvą, o ties kitu jos šonu nustatomas teleskopas B, ir patalpinus, sakysime, ties plyšiu Bunzeno liepsną, į kurią ant platinos vielos auselės įkištas gabaliukas natrijobikarbonato, ieškomas vėl, jau dabar nukrypęs, plyšio vaizdas. Gavus šitą vaizdą teleskope, prizmos staliukas ir teleskopas atleidžiami sraigtais, kad jiedu galima būtų sukti nepriklausomai vienas nuo kito. Sukant prizmą keičiasi plyšio vaizdo būklė, vaizdas, sakysime, nukrypsta smarkiau. Taigi sukamas teleskopas, kad visą laiką būtų vaizdo vidurys ties teleskopo siūlų susikirtimu. Sukant taip prizmą ir sekant duotą jos vaizdą teleskopu, pasiekiama tokia būklė, kada vaizdas maino savo būklę ta pačia prasme, ar sukama prizma į vieną ar į kitą pusę. Šita būklė ir bus simetriškoji prizmos būklė, arba minimum nuokrypio padėtis. Šitoje būklėje prizma ant staliuko fiksuojama. Prieš pradedant dirbti su spektroskopu arba spektrometru, visuomet reikia pastatyti prizma į minimum nuokrypio būklę, nes tik tokiomis sąlygomis, kaip jau mes matėme anksčiau, prizma duoda aiškų vaizdą.

Pagaliau reikia dar pasirūpinti, kad prizmos šonai eitų lygiagrečiai instrumento vertikaliai ašiai, kas galima pasiekti nušviečiant teleskopo siūlus pro augščiau paminėtą šoninį langelį ir gaunant tų siūlų vaizdą, atmuštą nuo prizmos šono taip, kad tas vaizdas sutaptų su paprastu siūlų vaizdu, matomu teleskope, ir kad nebūtų jokio paralakso tarp tų dviejų vaizdų. Sutvarkytas aprašytu čia būdu spektroskopas bus visiškai paruoštas spektriniams matavimams.

Sutvarkius taip spektrometrą galima sekti įvairių chemijos elementų linijų spektrai, matuojant kiekvienai linijai jos minimum nuokrypio kampą ir apskaitant iš prizmos pagrindinės formulos atitinkantį tai linijai lūžimo koeficientą. Taigi kiekviena spektro linija charakterizuojama tam tikro skaičiaus, kuris aiškiai apibrėžia jos būklę spektre. Vėliau mums teks kalbėti apie šviesos bangų teoriją, einant kuria kiekviena spektro linija charakterizuojama tam tikro periodo arba tam tikro bangos ilgio. Šiandien chemijos elementų spektrinės linijos išreiškiamos visuomet bangų ilgiais.

Kada aparatas spektrams sekti neturi disko, padalinto į gradus, kuris leidžia matuoti nuokrypio kampus, tada tas aparatas aprūpinamas vadinamu skalos vamzdžiu, pažymėtu raide C 104 piešiny. Škala su padalinimais permatomoj medžiagoj užlipdyta ant stiklo langelio, kuris uždaro vamzdžio C galą, nusuktą nuo prizmos. Kitam šito vamzdžio gale, kuris atkreiptas į prizmą, randasi renkamoji linzė. Škala nusta-



105 pieš.

toma taip, kad ji būtų linzės fokinėje plokšmėje ir nušviečiama atskira lempa (škala galima įbrėžti ant stiklo). Tada iš vamzdžio C išeina lygiagrečių spindulių pluoštas, kuris, atšokęs nuo prizmos P šono, duoda žiūrone B toje pačioje objektyvo plokšmėje, kur susidaro plyšio F vaizdas, škalos vaizdą, taip kad žiūrone B spektras randasi greta škalos, spektras kiek žemiau, škala augščiau, arba atbulai. 105 piešinys schemiškai atvaizduoja eigą spindulių ir susidarymą spektro vaizdo ir škalos vaizdo žiūrone. Čia C kolimatorius. Raide s pažymėtas jo plyšys, T teleskopas, arba žiūronas, ir R škalos vamzdis. Eiga spindulių ir vaizdų susidarymas čia aiškus remiantis visu tuo, kas anksčiau pasakyta apie spektrometrą. Aparatas, kuris neturi graduoto disko, bet aprūpintas škalos vamzdžiu, vadinasi spektroskopas. Bet ir jį galima pavartoti aiškiai nustatyti tos ar kitos linijos būklei spektre. Reikia tik prieš pradedant spektrinę analizę sulyginti škala su vadinamąja normalia škala arba Kirchhoffo ir Bunzeno škala. Tasai škalos graduavimas arba normavimas atliekamas taip. Imama eilė chemijos junginių arba elementų, kurie duoda žinomus spektrus su aiškiai apibrėžtomis linijomis, pavyzdžiui NaCl, kuris duoda geltoną liniją (arba dar geriau $NaHCO_3$),

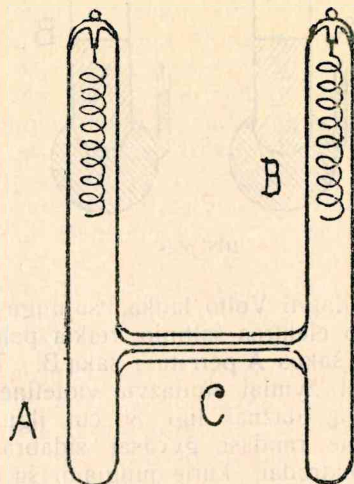
KNO_3, kuris duoda dvi linijas: raudoną ir violetinę, charakteringas kalijui taip pat kaip geltona linija charakteringa natrijui. Toliau imamas Geislerio vamzdis su vandeniliu, kuris duoda charakteringas jam raudoną, žalsvai mėlyną ir violetinę linijas, ir pagaliau galima paimti visa eilė kitų druskų su žinomais spektrais. Nuo kiekvienos iš tų druskų arba nuo elementų Geislerio vamzdžiuose gaunamas spektras spektroskope ir registruojami tie skalos padalinimai, ties kuriais spektre randasi ta ar kita linija. Ištiesus koordinatas abscisoj atidedami skalos skaičiai, atitinkantieji žinomas linijas, o ordinatose atidedami tų pačių linijų skaičiai pagal Kirchhoffo - Bunzeno normaliąją škalą. Ordinatų galai sujungiami, ir tokiu būdu gaunama kreivoji linija, remiantis kuria galima surasti, kuriam elementui priklauso ta ar kita pastebėta linija, jeigu jos būklė spektroskopo škaloj nesutampa su būkle tos ar kitos linijos, remiantis kuriomis škala graduota. Atskaitę tos linijos būklę škaloj ir gavę, sakysime, skaičių 20, mes iš taško mūsų kreivosios abscisoj, kuris charakterizuojama skaičiaus 20, tiesiame ordinatą ligi susikirtimo su kreivąja linija. Tos ordinatos ilgis duos mums skaičių, kuris apibrėžia kalbamų linijų būklę normaliojoj Kirchhoffo - Bunzeno skaloj. Taigi turint Kirchhoffo - Bunzeno sustatytą lentelę, kurioje pažymėta būklė jų škaloj įvairių įvairiausių elementų spektrinių linijų, mes ir konstatuosime, kuriam elementui priklauso pastebėtoji linija.

Aprašysime dabar įvairius būdus spektrams gauti. Praeito šimtmečio pradžioje buvo sekamas tik saulės spektras. Bet sekant saulės spektrą reikia atsiminti, kad saulės būklė danguj mainosi ir todel prisieina sukti spektroskopą pagal saulę, kad kolimatoriaus plyšys būtų visuomet saulės spindulio nušviestas. Kadangi tai nepatogu, tai šiandien, sekant saulės spektrą, jos spinduliai atmušami į kolimatoriaus plyšį su vadinamojo helijostato pagalba. Tai yra vamzdis, įdėtas į langą iš saulės pusės. Tame vamzdyje randasi plokščias veidrodis, kuris sukasi saulės prasme (veidrodis sukamas laikrodžio mechanizmo), taip kad visą laiką atmuša saulės spindulius ta pačia kryptimi į kambarį, kuriame randasi spektroskopas. Kadangi saulės šviesa yra stipresnė už visus kitus šviesos šaltinius ant žemės, tai saulės spektrai yra skaidresni už kitų šviesos šaltinių spektrus, ir tas yra jų patogumas. Bet šiandien spektrams gauti dažniausiai vartojama Bunzeno lemputė. Imama trumpa platinos viela, kurios vienas galas įlydytas į stiklo vamzdį, o kitas galas užriestas grandies arba auselės pavidalu. Šita viela įmerkiama iš pradžios į druskos rūgštį ir gerai iškaitinama Bunzeno liepsnoje, pakol viela atrodys tirštai geltona. Paskui įkaitinta viela įkišama į smulkius miltelius tos ar kitos druskos ir tada ant jos lengvai susidaro burbuliukas arba lašelis aptirpusios druskos Bunzeno liepsnoje. Karščiausia Bunzeno liepsnos vieta tai bus 2 — 3 cm. augščiau Bunzeno lemputės žioties ir arčiau nuo liepsnos krantų. Toje vietoje temperatūra gali pasiekti 1600—1800°. Taigi dauguma druskų esant tokiai temperatūrai bus smarkiai disocijuotos (suskilusios į atomus, taip kad mes turėsime atomų spektrus). Tokiu būdu sekami spektrai druskų šių elementų: natrijo, litijo, talijo, kalijo, barijo, stroncijo, kalcijo, rubidijo, cesijo ir kitų. Bet sekant taip spektrus sunku daryti matavimus, išėmus tik pirmus čia pažymėtus tris elementus, nes kitiems elementams gaunami ir silpni spektrai ir tokie, kurie laikosi labai trumpą laiką, nes druska nuo platinos vielos nutirpsta arba sublimuoja. Dažnai druskos talpinamos platinos šaukštely arba ant anglies gabaliuko, kad jos ilgiau laikytųsi liepsnoje ir, vadinasi, kad spektrų linijos ilgiau laikytųsi spektre, kad būtų pakankamai laiko matavimams atlikti. Galima azbesto gabaliukas išmirkyti druskų skiediniuose, taip kad tarp azbesto pluoštų difuzijos keliu susirinktų pakankamai druskos. Ir tada uždėjus tokį azbesto gabaliuką ant platinos arba net ant geležinės grandies, mes ilgesnį laiką turėsime liepsnoje disocijuotą druską ir galėsime ramiai sekti tos druskos elementų spektrą. Norint mitinti liepsną nuolatiniu kiekiu druskos, galima paimti užlydytą iš vieno galo stiklo vamzdį, pripildyti jį stipraus tos ar kitos druskos skiedinio ir į kitą galą įkišti į tą skiedinį ploną degtą per siaurą skylę (arba įkišus degtą per platesnę skylę, nutempti ant lydymo lemputės dalį stiklo vamzdžio). Tada apvertus stiklo vamzdį degtu žemyn, o užlydytu galu augštyn, druskos skiedinys neišsilies, ir įkišus degtą į Bunzeno liepsną, bus palaikomas nuolatinis druskos kiekis liepsnoje. Kirchhoffo

ir Bunzeno apskaitymais spektroskopas yra toks jautrus instrumentas, jog jeigu Bunzeno liepsnoje randasi $^{1}/_{14000000}$ miligramo paprastos stalo druskos, tai spektroskope aiškiai matoma geltona natrijo linija. Taigi išeina, kad spektroskope mes gangreit visuomet turėsime geltoną natrijo liniją, nes visur randasi paprasta stalo druska ir, vadinasi, jos mažas kiekis dulkių pavidalu visuomet rasis laboratorijos ore.

Augščiau aprašyti metodai spektrams gauti vis delto netinka tiksliems matavimams. Todel šiandien, norint gauti aiškių elementų spektrų, sekamas elektros kibirkšties spektras, suleidžiant elektrą nuo elektroforinės mašinos arba dar geriau Rumkorfo induktorium tarp elektrodų iš tos ar kitos medžiagos, sakysime, iš cinko, vario, kobalto, nikelio, geležies ir t. t., imant elektrodus plonų stiebų arba vielų pavidalo. Tada mes gausime grynus elementų spektrus. Taip pat galima išlydyti elektra kibirkšties pavidalu per tos ar kitos druskos skiedinį arba orą, kuriame randasi tos druskos dalelės. 106 piešinys atvaizduoja Baly vamzdį, pritaikintą tokiam reikalui. Čia mes turime bandymo vamzdelį, į kurio apatinį galą įlydyta platinos viela. Į šitą galą įpiliame tos ar kitos druskos skiedinio. O kitas bandymo vamzdelio galas užkišamas kamščiu su skyle, pro kurią iškištas žymiai siauresnis stiklo vamzdis, į kurio apatinį galą irgi įlydyta platinos viela. Į šitą siauresnį vamzdį įvaroma keletas lašų gyvojo sidabro ir įkišama ilgesnė vario viela, taip kad tos vielos apatinis galas būtų gyvajam sidabre. Šitas siauresnis stiklo vamzdis kamštyje nustatomas taip, kad platinos viela neliestų skystimo paviršiaus, o būtų viršum jo vienu arba dviem m/m. Apatinė platinos viela skystime sujungiama su neigiamu poliu Rumkorfo induktoriaus antraeilio spyruoklio, o viršutinė platinos viela, per vario vielą sujungiama su teigiamu poliu antraeilio spyruoklio. Taigi čia kibirkštys šoka tarp skystimo paviršiaus ir viršutinės platinos vielos.


106 pieš.



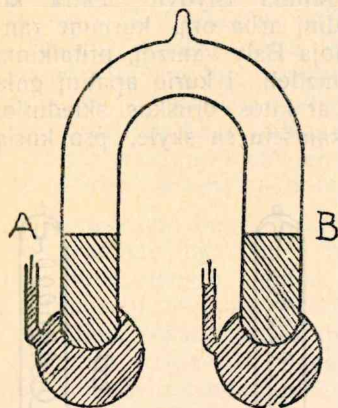
107 pieš.

Kada mes turime chemijos junginius arba elementus garų būklėje, tai geriausia vartoti vadinamuosius Geislerio vamzdžius, norint gauti gerus spektrus. Patogiausią tokio vamzdžio formą atvaizduoja 107 piešinys. Čia mes turime du vamzdžius A ir B, sujungtus siauru kanalu C. Elektrodai tokių vamzdžių dažniausiai daromi iš aliuminijo, kuris sulydomas su trumpomis platinos vielomis, kad galima būtų su tų vielų pagalba įlydyti juos į vamzdį. Vamzdžiuose randasi tos ar kitos dujos arba garai žymiai praskiestoje būklėje. Išleidžiant pro tokius vamzdžius elektrą, jie šviečia gražia spalvota šviesa, charakteringa tam ar kitam elementui, pavyzdžiui: raudonai violetinė šviesa, jeigu vamzdy randasi vandenilis, žalia šviesa, kada vamzdy randasi azotas arba gyvojo sidabro garai ir t. t. Aiškiausią spektrą gausime žiūrėdami pro spektroskopą išilgai kanalo C (nustačius kolimatoriaus plyšį prieš tą ar kitą kanalo galą).

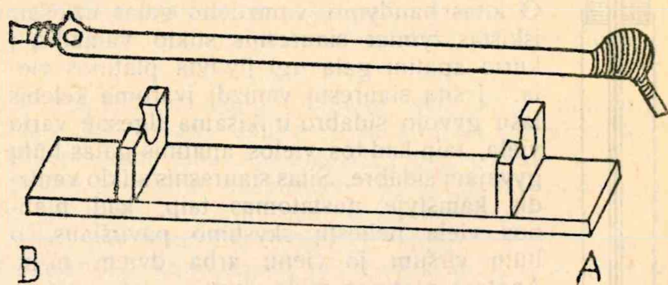
Volto lankas yra vienas iš smarkiausių mums žinomų šviesos šaltinių. Taigi išgręžę skylę storesnėje teigiamoje anglyje ir patalpinę ją iš apačios, o siauresnę neigiamą anglį patalpinę iš viršaus ir pribėrę į skylę tos ar kitos druskos miltelių, mes gausime labai augštos temperatūros liepsną, kurioje bus gausingi paimtos druskos garai. Tie garai bus smarkiai disocijuoti. Todel atmetę pagalba linzės tokio Volto lanko vaizdą kolimatoriaus plyšyje, mes gausime tolydinį spektrą nuo įkaitinto teigiamo anglies galo, perkirstą skaidriomis linijomis, charakteringomis atomams, kurie sudaro paimtą druską. Reikia atsiminti, kad Volto lanko temperatūra gali pasiekti 4000°.

Kai kuriais atvejais galima sudaryti Volto lanką tarp elektrodų iš tokių metalų, kurie tirpsta esant augštoms temperatūroms, pavyzdžiui: geležis, nikelis, varis, auksas, sidabras ir net aluminijas. Reikia tik daboti, kad elektros srovė būtų ne per stipri, kad nesutirpintų teigiamo elektrodo. Tada mes irgi turėsime grynus tų metalų spektrus, nes vartojant anglies elektrodus prie paimtos druskos elementų spektro prisimaišo anglies spektro linijos ir linijos įvairių priemaišų, kurios visuomet randasi anglyje.

Pagaliau, ypač tais atvejais, kada norima gauti daug violetinių ir ultravioletinių spindulių, gaunamas gyvojo sidabro lanko spektras. Geriausia sudaryti toks lankas uždarytame vamzdyje su gyvuoju sidabru. Tokius vamzdžius atvaizduoja 108 ir 109 piešiniai. Gyvojo sidabro stulpai A ir B (žiūr. 108 piešinį) čia yra elektrodai. Sujungimas tų elektrodų su elektros šaltiniu aiškus iš piešinio. Viršum elektrodų užlydytame vamzdyje randasi tik gyvojo sidabro garai. Norint



108 pieš.



109 pieš.

sudaryti Volto lanką, sujungus elektrodus su baterijos poliais arba su poliais kito kurio elektros šaltinio, reikia palenkti vamzdį taip, kad vienas kitas gyvojo sidabro lašas iš šakos A pereitų į šaką B. Tada susidaro Volto lankas, kuris duoda skaidrią šviesą, bet žymiai nudažytą violetine spalva. 109 piešinys atvaizduoja kitą tokį vamzdį gan ilgą, dažnai ligi 80 cm. ilgumo. Šitame vamzdyje viename jo smarkiau išpūstame gale randasi gyvasai sidabras. Į vamzdį įlydyti platinos vielos pagalba metaliniai elektrodai, kurie jungiami su elektros šaltinio poliais, ir palenkę vėl vamzdį taip, kad gyvojo sidabro srovė pasiektų kitą elektrodą, mes gausime Volto lanką labai skaidrų. Čionai tas skaidrumas dažnai pasiekia 500 žvakių.

Dirbant su gyvojo sidabro lanku, lygiai kaip ir su Volto lanku, tarp geležies elektrodų, reikia atsiminti, kad violetiniai, o ypač ultravioletiniai spinduliai yra kenksmingi akims ir galima gauti labai sunkus ir skaudus akių uždegimas. Stiklas smarkiai absorbuoja ultravioletinius spindulius ir todel ypatingo pavojaus akims nėra tada, kada gyvojo sidabro lanko vamzdžiai padirbti iš stiklo. Bet dažnai reikia kaip tik turėti ultravioletinius spindulius (taip vadinasi spinduliai, kurių lūžimo koeficientas yra didesnis kaip violetinių spindulių, ir kurie yra nematomi), nes jie smarkiai veikia chemiškai ir todel dažnai vadinasi aktingi spinduliai. Tokiems reikalams gyvojo sidabro lanko vamzdžiai gaminami iš gryno kvarco, kuris praleidžia ultravioletinius spindulius. Taigi dirbant su tokiais vamzdžiais reikia visuomet apsaugoti akys nuo ultravioletinių spindulių veikimo stikliniais akiniais.

Bunzeno ir Kirchhoffo, lygiai kaip ir anglų fiziko Stewarto Balfouro, buvo konstatuota, kad elementai absorbuoja tuos pačius spindulius, kuriuos jie leidžia. Kirchhoffas, remdamasis savo ilgais ir gausingais tyrinėjimais, paskelbė dėsnį, kad emisijos ir absorbcijos santykis tos pačios rūšies spinduliams (to paties bangų ilgumo spinduliams) esant tai pačiai temperatūrai yra tas pats dydis visiems kūnams. Šitas dėsnis yra radiacijos teorijos pagrindas, ir remdamies juo Kirchhoffas ir Bunzenas išaiškino tamsių Frauenhoferio linijų prigimtį saulės spektre. Viename iš tolimesnių straipsnių mes

smulkiau paliesime radiacijos teoriją. O čia tik trumpai paaiškinsime radiacijos ir absorbcijos procesą remdamies mechaniško rezonanso analogija, kaip tai yra pirmutinis padaręs garsus anglų fizikas lordas Kelvinas. Jeigu kamertoną pasiekia garso bangos to paties periodo kaip kamertono periodas, tai mes žinome, kad kamertonas ima skambėti. Vadinasi, kamertonas kaip tik absorbuoja bangas arba energiją tokio periodo, kurią jis pats leidžia. Iš privalomųjų švytavimų teorijos taip pat mes žinome, kad tais atvejais, kada švytuoklės periodas mažai skiriasi nuo judamo pakabinamojo taško periodo, pakanka silpniausio impulso, norint sukelti didelius švytuoklės atsilenkimus. Tokiais atvejais mes kalbame apie rezonansą ir apie simpatetišką vibracijų suteikimą.

Taip pat mes žinome, kad jeigu tam tikro periodo garso bangos pasieks fortepianą, tai ims rezonuoti (atsilieps) visos tos fortepiano stygos, kurių pagrindinis tonas arba harmonikai yra to paties periodo kaip ir garso bangų periodas (žiūr. 3 § 5 skyrius, Garsas). Vadinasi, visi vibruojantieji, arba švytuojantieji, kūnai absorbuoja tokias vibracijas, tokias bangas, kokias jie patys gali leisti. Bet tokiais atvejais bangų energija, pereinant joms per kūnus, silpnėja ir gali būti visiškai panaikinta, o vietoj tos panaikintos energijos mes turime vibruojančių kūno dalelių energiją.

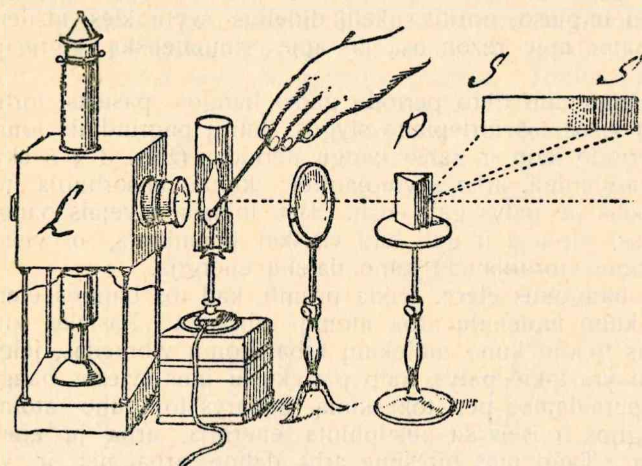
Priėmus, kad šviesa sklinda bangomis etere, reikia priimti, kad tos bangos etere sudaromos augštos temperatūros kūno molekulų arba atomų vibracijų. Pasiekę kitą kūną tos šviesios bangos sužadins to kito kūno molekulų arba atomų vibracijas, jeigu tų atomų laisvų vibracijų periodai yra tokie patys, kaip pasiekusių juos šviesos bangų periodai. Taigi šviesos bangos, pereidamos per tokį kūną, sudarys to kūno atomų vibracijas, atiduos dalį savo energijos ir išeis su nusilpninta energija, arba jų energija net ir visiškai bus nuslopinta. Taigi mes turėsime arba dalinę arba net ir visišką šviesos absorbciją. Pasinaudosime Volto lanku tarp elektrodų iš anglies, ir žinomu jau mums būdu gausime ekrane skaidrų tolydinį spektrą. Patalpinsime dabar tarp Volto lanko ir plyšio, pro kurį krinta šviesa į prizmą, Bunzeno liepsną, įkišę į tą liepsną platinos šaukštelį su ištirpintu gabaliuku metalo natrijo. Mes tada geltonoje dalyje spektro pastebėsime tamsų bruožą. Užgesinsime Volto lanką ir paliksime tik natrijo liepsną. Tada toje vietoje ekrane, kur prieš tai buvo tamsus bruožas, pasirodys aiški geltona linija, charakteringa elementui natrijui. Šitas eksperimentas aiškiai rodo, kuo būdu susidaro tamsios linijos spektre, jeigu pažiūrėti į jį augščiau aprašytos rezonanso teorijos atžvilgiu. Kada per natrijo liepsną eina Volto lanko spinduliai, kurie susideda iš bangų įvairių įvairiausių periodų, tai natrijo liepsna absorbuoja tas geltonas Volto lanko bangas, kurių periodas yra toks pat, kaip vibruojančių natrijo atomų periodas. Vadinasi, energija arba, kitaip sakant, vibracijų amplitūda tos vietos geltonos spektro dalies, kuri atitinka natrijo atomo vibracijas, bus sumažinta. Vadinasi, ta vieta bus silpniau nušviesta kaip kitos vietos geltonos spektro dalies, ir todel del kontrasto ta vieta pasirodys mums tamsi. Pabrėšime čia tik dar, kad natrijo atomų vibracijos einant per natrijo liepsną Volto lanko spinduliams nebus nusilpnintos. Bus nusilpnintos arba net visiškai panaikintos vibracijos tų Volto lanko geltonų spindulių, kurių periodas yra tas pats, kaip ir natrijo atomų periodas.

Aprašytas čia eksperimentas vadinasi natrijo linijos apgrežimas ir buvo atliktas Kirchhoffo ir Bunzeno, kurie šituo eksperimentu aiškiai įrodė, kaip susidaro tamsios spektro linijos, kurias mes dabar galime pavadinti absorbcijos linijomis. Taigi tas eksperimentas turėjo didelės reikšmės fizikoje. Bet jis nelengva atlikti ir todel aprašysime čia trumpai, kaip Kirchhoffas ir Bunzenas jį atliko.

110 piešinys atvaizduoja būdą šitam klasiškam Kirchhoffo ir Bunzeno eksperimentui atkartoti. Mes čia turime Volto lanką L su anglies elektrodais, prizmą P, renkamąją linzę ir ekraną, su kurių pagalba mes iš pradžios gauname skaidrų Volto lanko tolydinį spektrą ekrane SS. Reikalinga dar diafragma su vertikaliu plyšiu, kuri piešiny nepažymėta. Tą diafragmą galima patalpinti arba prieš Volto lanko kondensatorių L arba prieš linzę iš linzės pusės atkreiptos į Volto lanko kondensatorių. Gavę tolydinį spektrą, mes statome tam tikro augštumo tarp Volto lanko kondensatoriaus ir linzės Bunzeno lempą, į kurios liepsną įkišame platinos arba net geležies šaukštelį

su ištirpintu pirma gabaliuku metalo natrijo. Tada spektre pasirodo tamsi linija D (arba tamsus bruožas) kaip tik toje vietoje, kur pasirodo skaidri geltona natrijo linija užgesinus Volto lanką ir palikus tik natrijo liepsną.

Tą patį eksperimentą galima atkartoti ir su kitais elementais, pavyzdžiui, įkišę į Bunzeno liepsną platinos šaukštelį su ištirpintu gabaliuku metalo kalijo (tas eksperimentas dar sunkiau atliekamas kaip su natriju), mes ekrane gausime du tamsius bruožus raudonoje ir violetinėje spektro dalyse kaip tik ten, kur, užgesinus Volto lanką, pasirodys raudona ir violetinė linijos, charakteringos kalijo atomui. Taip pat patalpinę tarp Volto lanko kondensatoriaus L ir linzės vandenilio liepsną, kurią lengva gauti penint lemputę, panašią į Bunzeno lemputę, vandeniliu iš gazometro, mes gausime ekrane tris tamsius bruožus: raudonoje, mėlynoje ir violetinėje spektro dalyse, kaip tik tose vietose, kur užgesinus Volto lanką pasirodo raudona, žalsvai mėlyna ir violetinė linijos, charakteringos vandenilio atomui. Užuot ėmus vandenilio liepsną, galima imti Geislerio vamzdis su praskiestu vandeniliu ir, patalpinus tą Geislerio vamzdį tarp Volto lanko kondensatoriaus L ir linzės, gauti vandenilio absorbcijos linijos, jeigu kartu leisti elektros srovę pro Geislerio vamzdį. Dar aiškiau šitos absorbcijos linijos pasirodys tada, kada mes seksime elementų spektrus spektroskopu, atmetę su pagalba linzės kolimatoriaus plyšyje vaizdą Volto lanko teigiamos anglies kraterio, kuris leidžia visų smarkiausią šviesą. Tada mes spektroskopo teleskope turėsime skaidrų tolydinį spektrą. Patalpinę prieš kolimatoriaus plyšį natrijo liepsną, arba kalijo liepsną, arba Geislerio vamzdį, mes pamatysime teleskope spektrą, perkirstą tamsiomis linijomis atitinkamose vietose.



110 pieš.

Tie patys Kirchhoffas ir Bunzenas visa eile eksperimentų įrodė, kad tamsios saulės spektro linijos, vadinamosios Frauenhoferio linijos, visiškai sutampa su linijomis įvairių įvairiausių elementų spektrų. Norint tat įrodyti, reikalinga dar aprūpinti kolimatorius nedidele stiklo lygiašone tiesiakampe prizma, kuria galima uždengti viršutinę arba apatinę kolimatoriaus plyšio dalį. Mes tada galėsime sekti tuo pačiu laiku saulės spektrą ir bet kurio elemento spektrą, sakysime, natrijo spektrą. Jeigu prizma uždengia viršutinę dalį plyšio, tai mes galime sukoncentruoti, sakysime, natrijo liepsnos šviesą tos prizmos šone. Tada ta šviesa, perėjus pro prizmą, pateks į kolimatorių, ir spektroskopo teleskope mes gausime natrijo spektrą, kitaip sakant, geltoną natrijo liniją ties tam tikru skalės padalinimu. Pro apatinę plyšio dalį mes galime paleisti saulės spindulius, ir tada mes gausime teleskope saulės spektrą, kuris bus šituo atveju augščiau kaip natrijo spektras. Taigi mes turėsime saulės spektrą ir natrijo spektrą vieną viršum kito, ir aiškiai pamatysime, kad viena iš Frauenhoferio linijų užima skalėj kaip tik tokią pat būklę kaip geltona natrijo linija, vadinasi, pilnai sutampa su geltona natrijo linija. Šita tamsi Frauenhoferio linija pavadinta D linija. Ji charakterizuojama tam tikro nuokrypio, tam tikro lužimo koeficiento, arba kitaip sakant, tam tikro bangos ilgumo. Paėmę vietoj natrijo liepsnos Geislerio vamzdį su praskiestu vandeniliu mes gausime spektroskopo teleskope saulės ir vandenilio spektrus vieną viršum kito, ir tada pastebėsime, kad trys saulės spektro Frauenhoferio linijos sutampa su trimis vandenilio linijomis: su raudona, žalsvai mėlyna ir violetine. Frauenhoferio

tamsi linija, kuri sutampa su raudona vandenilio linija, vadinasi fizikoje C linija. Ta tamsi linija, kuri sutampa su žalsvai mėlyna linija, vadinasi F linija, ir pagaliau ta tamsi linija, kuri sutampa su violetine linija, vadinasi H linija. Tokiu būdu Kirchhoffo ir Bunzeno buvo įrodyta, kad visa eilė saulės spektro tamsių linijų sutampa su spektro linijomis įvairių elementų. Šiandien mes žinome bent 40 tokių elementų, kurių spektro linijos sutampa su saulės spektro Frauenhoferio linijomis. Taigi visos tos linijos turi savo ženklus, charakterizuojamos tam tikrų bangų ilgumų arba periodų ir visiškai atitinka įvairių elementų spektrų linijas, kurios charakterizuojamos tų pačių periodų ir yra pažymėtos tais pačiais ženklais. Todel saulės spektras yra spektras standartas visokiems spektriniams matavimams, ir kiekvienos naujos linijos būklė nustatoma tos ar kitos Frauenhoferio linijos atžvilgiu.

Remdamies aprašytais čia eksperimentais ir savo klasikišku natrijo linijos apgręžimo eksperimentu, Kirchhoffas ir Bunzenas taip išaiškino saulės spektro tamsių linijų prigimtį. Saulė, jų nuomone, kaip ir daugumos fizikų ir astronomų nuomone, susidedanti iš branduolio labai augštos temperatūros. Tas branduolys vadinasi fotosfera. Čia nesvarbu, ar tas branduolys esąs skystoje ar dujiškoje būklėje. Jeigu tas branduolys esąs dujiškoje būklėje, tai ta būklė esanti tokio milžiniško spaudimo įtakoje, jog to branduolio tankumas esąs daug didesnis kaip kietų kūnų tankumas, ir todel tas branduolys duodąs tolydinį skaidrų spektrą, kuris apima įvairių įvairiausių periodų bangas. Radę progos pabrėšime čia dar sykį, kad, be matomos spektro dalies saulės spektre ir kitų karštų kūnų spektruose, mes turime dar nematomas dalis, kurios užima žymiai didesnį plotą, kaip matomoji spektro dalis. Viena iš tų dalių susideda iš spindulių mažesnio lūžimo koeficiento, kaip raudoni spinduliai, arba, kitaip sakant, didesnio periodo, kaip raudonų spindulių periodas. Šita spektro dalis vadinasi infraraudonoji dalis. Ji apima vadinamus tamsius arba šilimos spindulius, ir tos spektro dalies ilgis yra bent 10 sykių didesnis kaip matomos dalies ilgis. Kita nematoma spektro dalis apima spindulius didesnio lūžimo koeficiento kaip violetinių spindulių lūžimo koeficientas, arba, kitaip sakant, trumpesnio periodo bangas, kaip violetinių spindulių bangos. Šita spektro dalis vadinasi ultravioletinė dalis ir ji užima ilgį bent du kartus didesnį kaip matomoji spektro dalis. Ultravioletiniai spinduliai yra ypatingai chemiškai aktingi. Jų veikimu remiasi fotografijos procesas ir jie turi didžiausios reikšmės kaipo ta saulės energijos dalis, kuri ypatingai prisideda prie fiziko-chemijos procesų negyvojoje ir gyvojoje gamtoje.

Saulės fotosfera apsupta storu sluogsniu atmosferos, sudarytos įvairių įvairiausios medžiagos dujiškoje būklėje. Šita saulės atmosfera vadinasi chromosfera ir iš atžvilgio į spindulius, kuriuos leidžia fotosfera, ji veikia taip, kaip Bunzeno liepsna, jeigu į tą Bunzeno liepsną tuo pačiu laiku įvedama visa eilė elementų. Vadinasi, chromosfera absorbuoja visus tokius fotosferos spindulius, kurių periodai sutampa su periodais tų molekulų arba atomų, kurie sudaro chromosferą. Taigi saulės fotosferos spektro skaidriame fone mes pastebėsime visą eilę tamsesnių vietų, atitinkančių chromosferos absorbuotus spindulius arba absorbuotas bangas. Del šviesos kontrasto šitos silpniau nušviestos vietos rodosi mums tamsios. Mes matome tamsias linijas. Taigi Frauenhoferio tamsios linijos yra ne kas kita, kaip absorbcijos linijos.

Išeidami iš to, mes galime spręsti apie medžiagą, iš kurios sudaryta saulės chromosfera. Taigi Kirchhoffo ir Bunzeno ir vėlesnių tyrinėtojų konstatuota, kad saulės chromosferoje randasi bent 40 tokių elementų, kurie mums žinomi žemėje. Be to, dar 1867 metais, sekdami saulės užtėmimą Indijoj, Lockyer'is ir Franklandas pastebėjo chromosferos spektre geltoną liniją labai arti nuo tos vietos, kur paprastai randasi geltona linija natrijo, tiktai didesnio lūžimo koeficiento, vadinasi, smarkiau atlenktą į violetinę pusę, kuriai ilgą laiką negalima buvo surasti atitinkamos linijos žemėje. Vadinasi, žemėje nebuvo žinomas tada dar toks elementas, kuris duotų tokią pat geltoną liniją. Todel Lockyer'is ir Franklandas manė, kad saulės chromosferoje randasi toksai elementas, kurio nėra žemėje, ir pavadino šitą elementą heliju (saulės elementu).

Savaime aišku iš viso to, kas anksčiau pasakyta, kad sekdami saulės spektrą saulės užtėmimo metu, mes nematysime fotosferos spektro ir matysime tik chromosferos spektrą.

Taigi visos Frauenhoferio linijos, kurios pareina nuo chromosferos absorbcijos saulės, užtėmimo metu bus apgręžtos ir rodysis skaidrios linijos. Taip pat, kaip užgesinus Volto lanką toje vietoje spektro, kur buvo tamsus bruožas, pasirodo geltona natrijo linija, jeigu mes turime Bunzeno liepsną su natriju.

Kadangi saulės chromosfera yra susidariusi iš fotosferos medžiagos, tai mes darome visiškai pagrįstą išvadą, kad ir saulės fotosfera sudaryta iš tų pačių elementų, kuriuos mes žinome žemėje. Taigi spektroskopas įgalina mus spręsti apie medžiaginę sudėtį tolimų dangaus kūnų, jeigu tie kūnai leidžia šviesą.

Sutraukdami Bunzeno ir Kirchhoffo tyrinėjimų išdavas mes turime šiuos dalykus: 1) kiekvienas elementas arba atomas charakterizuojamas dujiškoj arba garų būklėje tam tikro linijų spektro. Mes kalbame apie tam tikrą atomo vibracijų periodą. Kada elemento spektras susideda ne iš vienos, bet iš keleto linijų, kaip, pavyzdžiui, vandenilio spektras, tai mes kalbame apie įvairius to paties atomo vibracijų būdus ir sulyginame tokią atomo vibraciją su vibracija fiziškų kūnų, kurie duoda tam tikrą sudėtinį toną. Mes žinome, kad vibruojanti styga arba vibruojantis stiebas, arba vargonų dūda duoda sykiu su pagrindiniu tonu ir eilę harmonikų, einant Fourier'o teorema, arba obertonų, kurių dažnumai išreiškiami ne eile sveikų skaičių, bet, sakysime, eile skaičių kvadratų arba net ir painesniu būdu. Panašų dalyką mes turime atomų spektrų srityje. Vibracija atomų yra sudėtinis dalykas, ir čia mes sykiu su pagrindine vibracija susiduriame su trumpesnių periodų arba augštesnių dažnumų vibracijomis. Atomų srityje mes negalime pritaikinti Fourier'o teoremos, bet ir čia, kaip mes pamatysime vėliau, dažnumų santykiai įvairių to paties atomo linijų gali būti išreikšti, palyginti paprasta formula. 2) kiekvienas elementas arba atomas absorbuoja vibracijas arba bangas to paties periodo, kokias jis leidžia. Išeinant iš rezonanso teorijos tai yra būtinumas. Santykis tarp emisijos ir absorbcijos vibracijų to paties periodo esant tai pačiai temperatūrai yra pastovus dydis visiems fiziškiems kūnams. Tai yra Kirchoffo nustatytas dėsnis, kuris sudaro visos radiacijos teorijos pagrindą. Taigi leidžiant šviesą, kuri susideda iš įvairių įvairiausių vibracijų, per tą ar kitą elementą garų būklėj, tos vibracijos bus nusilpnintos arba net ir visiškai nuslopintos, kurių periodas yra tas pats, kaip ir periodas vibracijų, kurias leidžia elementas. Tokiu atveju mes gauname absorbcijos spektrus, kur tolydinis paimto šviesos šaltinio spektras būna perkirstas įvairiose vietose tamsių bruožų arba tamsių linijų. Tos tamsios linijos užima spektre kaip tik tas vietas, kuriose pasirodo tos ar kitos spalvos šviesios linijos, sekant elemento spektru.

Taip yra tada, kada elementas randasi garų arba dujiškoj būklėj esant augštai temperatūrai, arba kada per elementą smarkiai praskiestame stovyje eina elektros išlydis. Ir vienu ir kitu atveju tokiomis sąlygomis atstumai tarp elemento molekulų arba atomų yra, palyginti, dideli. Susidūrimas tarp molekulų arba atomų yra įvykis, palyginti, retas, ir todel atomai, palyginti, mažai trukdo vienas kito vibracijai. Todel mes gauname nemaskuotas grynas vibracijas, charakteringas atomams. Bet kada mes turime tą patį elementą kietoj arba skystoj būklėj esant augštai temperatūrai, tada elemento molekulos arba atomai yra žymiai arčiau vienas nuo kito, ir susidūrymas tarp molekulų arba atomų yra dažnas įvykis. Todel tokiomis sąlygomis mes gauname ne grynas atomų arba molekulų vibracijas, bet superpoziciją įvairių įvairiausių vibracijų, nes atomai arba molekulos turi įvairių įvairiausius judėjimo greitumus, ir susidūrus molekuloms įvairių atomų to paties elemento, vibracijos pakeičiamos įvairiais būdais. Todel tokiomis sąlygomis mes gauname ne keletą įvairios spalvos linijų spektre, bet visą, taip sakant, gamą vibracijų, kurios ir sudaro tą fenomeną, kurį mes vadiname tolydiniu spektru. Išeina taip, kad, tarytum, kas užgavo vienu metu visas labai sudėtingo fortepiano klavišas ir paleidė visus jo tonus.

Cia išdėstytieji faktai sudaro spektrinės analizės pagrindą. Spektroskopas įgalina mus, turint labai mažą medžiagos kiekį, greitai išspręsti klausimą, iš kokių elementų susideda duotoji medžiaga: reikia tik gauti tos medžiagos spektras ir identifikuoti spektro linijos. O jeigu pasirodytų tokios linijos, kurių negalima būtų indentifikuoti arba priskirti tam ar kitam žinomam elementui, tai tada aišku, kad mes turėtumėm darbo su nauju elementu. Taigi paskelbus Kirchhoffui ir Bunzenui spektrinės analizės pagrindus, buvo išrasta visa eilė naujų elementų. Patys Bunzenas ir Kirchhoffas išrado

šituo būdu elementus ceziją ir rubidiją. Kruksas išrado elementą taliją. Taip pat buvo išrasti elementai indijas ir germanijas ir kiti, ir pagaliau 1895 metais anglas William Ramsay išrado ant žemės, sekdamas spektrą dujų iš mineralo klevejito, elementą, kurio geltona linija buvo indentifikuota su geltona linija helijo, pastebėta sekant Franklandui ir Lockyer'iui chromosferos spektrą saulės užtemimo metu Indijoje, keliasdešimt metų anksčiau. Remiantis tuo, kas anksčiau pasakyta apie saulės spektrą ir apie saulės medžiaginę sudėtį, aišku, kad spektroskopas įgalina mus spręsti ir apie sudėtį, kitų labai tolimų nuo mūsų dangaus kūnų, jeigu tik tie kūnai leidžia šviesą, kaip, pavyzdžiui, žvaigždės. Spektroskopiniais tyrinėjimais astronomų konstatuota, kad tolimiausi nuo mūsų dangaus kūnai, tolimiausios žvaigždės yra sudarytos iš tų pačių elementų, iš kurių sudaryta žemė ir jos atmosfera. Bet ne tik ta yra didelė spektroskopo reikšmė astronomijoje. Einant žinomu jau mums Doplerio principu vibracijų dažnumas auga, kada vibracijų šaltinis artinasi prie mūsų, ir atbulai, vibracijų dažnumas mažėja, kada vibracijų šaltinis tolinasi nuo mūsų. Sakysime, mes, sekdami ilgesnį laiką tos ar kitos tolimos žvaigždės spektrą, konstatuosime, kad charakteringos tai žvaigždei linijos keičia savo būklę spektre ta prasme, kad slenka į raudoną spektro pusę arba į violetinę spektro pusę. Tokį dalyką mes galėsime pastebėti sekdami spektrometru duotos linijos nuokrypį. Vienu žodžiu, jeigu mes pastebėsime, kad spalva tos ar kitos linijos mainosi, tai mums bus aišku, kad šviesos šaltinis, kurio spektrą mes sekame, tolinasi nuo mūsų, jeigu to spektro linijų spalva keičiasi prasme ilgesnio periodo arba ilgesnės bangos ir artinasi prie mūsų, kada linijų spalva keičiasi trumpesnio periodo arba trumpesnės bangos prasme. Taigi per daugelį amžių nebuvo galima konstatuoti tolimų žvaigždžių judėjimą ir todel daugel amžių į žvaigždes buvo žiūrima kaipo į užimančias nuolatines vietas dangaus skliaute. Todel ir buvo kalbama apie fiksuotas žvaigždes. Spektroskopas aiškiai parodė, kad nėra tokio dalyko kaip fiksuotos žvaigždės, kad visos žvaigždės dideliu greitumu juda. Maža to, spektroskopas įgalino, remiantis Doplerio principu, kuris išdėstytas „Fizikos paskaitų" 4 ir 5 skyriuose, apskaityti tolimų žvaigždžių greitumą. Taigi nieko nuostabaus, kad šiandien astronomijos srityje spektroskopas, sujungtas su fotografine kamera, vaidina labai įžymų vaidmenį, ir mes turime šiandien astrofiziką (žvaigždžių fiziką), kaipo atskirą fizikos disciplina, kuri įsikūrė kaipo spektroinių fotografinių tyrinėjimų vaisius.

Grįšime dabar prie šviesos dispersijos ir pasisteigsime išreikšti šitą fenomeną kiekiškai, tiksliai apibrėžę vartojamus šitoje srityje sąvokas ir dydžius. Pažymėsime lūžimo koeficientą Frauenhoferio linijos C (raudonos vandenilio linijos) raide n_r ir Frauenhoferio linijos F (žalsvai mėlynos vandenilio linijos) raide n_b. Tad einant pagrindine prizmos formula Frauenhoferio linijos nuokrypis C bus:

$$D_r = (n_r - 1)\,\alpha$$

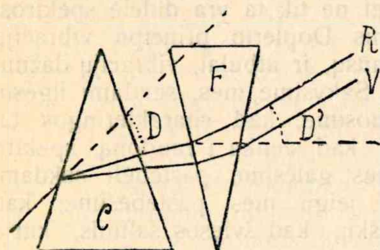
ir linijos F: $D_b = (n_b - 1)\,\alpha$.

Čia α reiškia prizmos laužiamąjį kampą, ir tasai kampas čionai imamas nedidelis. Antra vertus, vidutinės tarp linijų C ir F linijos lūžimo koeficientas bus $\frac{n_r + n_b}{2} = n$. Tasai lūžimo koeficientas labai mažai skiriasi nuo Frauenhoferio linijos D lūžimo koeficiento (geltonos natrijo linijos). Taigi tos linijos nuokrypis duotai prizmai kampo α bus $D = (n - 1)\,\alpha$. Kampą tarp dviejų įvairios spalvos spindulių mes vadiname dispersija šitų dviejų spalvų. Taigi kalbamuoju atveju tas kampas bus

$$D_b - D_r = \alpha\,(n_b - n_r).$$

Bet iš $D = (n - 1)\,\alpha$ išeina $\alpha = \frac{D}{n - 1}$. Taigi, pakeitę pirmojoje lygtyje α šituo reiškiniu, mes gausime: $D_b - D_r = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot D$. Reiškinys $\frac{n_b - n_r}{n - 1}$ vadinasi duoto mediumo: stiklo, vandens, kvarco, druskos ir t. t. dispersijos galia iš atžvilgio į mėlynus ir raudonus spindulius. O dydis $D_b - D_r = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot D$ vadinasi duotos medžiagos dispersija.

Kadangi įvairių medžiagų dispersija būna nevienoda, tai kombinuodami, sakysime, dvi prizmas iš įvairių stiklo rūšių, mes galime gauti arba pagaminti sudėtinę prizmą, einant pro kurią baltos šviesos spinduliai bus nukreipiami nuo savo pirmutinės krypties, bet nebus išsklaidomi. Tokiu atveju mes turėsime vadinamąją achromatinę prizmą arba prizmą be dispersijos. Dažniausiai vartojami optikos stiklai, tai yra crown-glasas ir flint-glasas. Tie du stiklai gaminami iš gryno kvarco smėlio ir potašo. Be to, flint-glasas gaminamas pridedant švino oksido. Flinto dispersija anksčiau nurodyta prasme yra žymiai didesnė kaip crowno dispersija, Pažymėsime crowno lūžimo koeficientus raudoniems ir mėlyniems spinduliams (linijoms C ir F) raidėmis n_r ir n_b ir flinto toms pačioms linijoms n'_r ir n'_b. Tegu kampas crown prizmos bus α ir flinto prizmos α'. Sudėsime tas prizmas taip, kaip rodo 111 piešinys, vadinasi, crownprizmą C laužiamuoju kampu augštyn ir flint prizmą F laužiamuoju kampu žemyn. Tad crowno prizmos dispersija bus $D_b - D_r = (n_b - n_r)\,\alpha$ ir flinto prizmos dispersija bus $D'_b - D'_r = (n'_b - n'_r)\,\alpha'$. Mes galime crowno ir flinto prizmos kampus parinkti taip, kad $(n'_b - n'_r) = (n_b - n_r)\,\alpha$. Žodžiais, mes galime sukombinuoti dvi prizmas iš crown-glaso ir flint-glaso taip, kad perėjus pro vieną ir pro kitą prizmą raudoni ir mėlyni spinduliai būtų vienodai nukreipiami iš atžvilgio į savo pirmutinę kryptį. Tada tie du spinduliai, perėję per prizmų kombinaciją, eis lygiagrečiomis kryptimis ir, vadinasi, mes neturėsime jokios dispersijos. 111 piešinys tat parodo. Čia perėję per prizmų kombinaciją spinduliai V ir R eina lygiagrečiai, bet jie nukreipti tam tikru kampu nuo savo pirmutinės eigos. Taigi mes čia turime prizmą be dispersijos, vadinamą achromatinę prizmą, bet su nuokrypiu. Tai yra prizma, kuri nukreipia baltos šviesos spindulius, bet neduoda spektro.



111 pieš.

Charakteristikai crown ir flint-glaso duosime čia lūžimo koeficientus Frauenhoferio linijoms C, F ir D.

	C	F	D
sunkus crown	1,6126	1,6213	1,6152
sunkus flint	1,7434	1,7723	1,7515

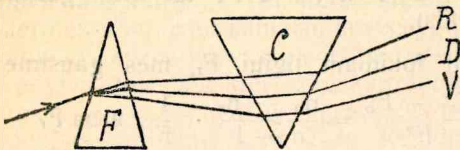
Pasinaudosime dabar šitais daviniais, kad išspręstume šį uždavinį: Duota crowno prizma laužiamojo kampo 60^0. Kokio kampo reikia paimti flinto prizma, kad panaikintume dispersiją, ir koksai bus vidutinių D spindulių nuokrypis? (Tokios dvi prizmos, kaip rodo 111 piešinys, paprastai sulipdomos Kanados balzamu). Pažymėsime flint-glaso prizmos kampą raide α'. Tad $(n'_b - n'_r)\,\alpha' = (n_b - n_r)\,\alpha$, arba $(1{,}6213 - 1{,}6126)\,60 = (1{,}7723 - 1{,}7434)\,\alpha'$. Iš čia išeina $\alpha' = 18^0{,}06$. Taigi paėmus crowno prizmą kampo 60^0 ir flinto prizmą kampo $18^0{,}06$ ir sulipdžius jas taip, kaip rodo 111 piešinys, mes turėsime sudėtiną prizmą, kuri panaikina dispersiją, nukreipdama tačiau spindulius. Vienu žodžiu, mes turėsime tokį faktą, kurį jokiu būdu nenorėjo pripažinti Newtonas, kuris manė, kad nuokrypis ir dispersija yra du dalykai, surišti vienas su kitu funkcionaliąja pareina. Norėdami surasti nuokrypius vidutinių spindulių (gangreit D spindulių) turėsime galvoj, kad vidutinių spindulių lūžimo koeficientas crowno prizmai bus $\frac{n_r + n_b}{2} = n$ ir flinto prizmai $\frac{n'_b + n'_r}{2} = n'$ ir kad vidutinių spindulių nuokrypis išreiškiamas lygtimi: $D - D' = (n - 1)\,\alpha - (n' - 1)\,\alpha'$ arba, naudojantis daviniais lentelės: $0{,}6169.60 - 0{,}7579.18 = 37{,}014 - 13{,}642 = 23^0{,}37$. Jeigu mes, užuot ėmę vidutinių spindulių lūžimo koeficientą, būtume paėmę D linijos lūžimo koeficientus crown ir flint-glasui, tai būtumėm suradę vidutinių spindulių nuokrypį, lygų $23^0{,}38$. Taigi aišku, kad į geltonus D spindulius galima tokiais atvejais žiūrėti kaipo į vidutinius spindulius.

Paėmus crown-glaso prizmą laužiamojo kampo 30°, flint-glaso prizma reikėtų paimti laužiamojo kampo 9°,03. Sudėję tokias dvi prizmas—vieną laužiamuoju kampu augštyn, kitą laužiamuoju kampu žemyn, mes irgi pasiektume lygiagretę eigą raudonų ir violetinių spindulių, vadinasi, turėtume nenudažytą vaizdą, bet tas vaizdas tokiu atveju būtų nukreiptas jau mažesniu kampu, būtent, 11°,69.

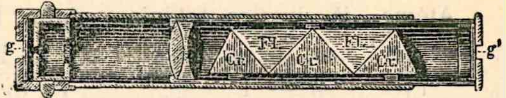
Antra vertus, dvi prizmas, viena iš crown - glaso, kita iš flint-glaso, galima paimti tokiu laužiamuoju kampu, kad sudėjus jas taip, kaip rodo 112 piešinys, pasidarytų dispersija be nuokrypio vidutinių (geltonų) spektro spindulių. Toki sudėtinė prizma vadinasi tiesioginio regėjimo prizma, nes ji duoda ekrane spektrą, kurio vidutinė geltona dalis visiškai nenukreipta ir nukreiptos tik viršutinės—raudona ir violetinė dalys. Norint tat pasiekti, kampai crowno prizmos α ir flinto prizmos α' turi būti parinkti taip, kad būtų $D = 0{,}6152.\alpha = D' = 0{,}7515.\alpha'$. Čia D reiškia nuokrypį geltonų spindulių (geltonos linijos D) per crowno prizmą, o D' reiškia D linijos per flinto prizmą nuokrypį. Lūžimo koeficientai paimti iš viršum duotos lentelės. Tegu vėl α laužiamasai crowno prizmos kampas bus 60°. Tad flinto prizmą reikia paimti kampo

$$\alpha' = \frac{0{,}6152.60}{0{,}7515} = 49^0{,}1.$$

Kaip rodo 112 piešinys, mes tada turėsime sudėtinę prizmą, kurį nenukreips spindulių D ir nukreips tik spindulius R ir V, taip kad mes turėsime dispersiją ir, vadinasi, gausime spektrą.



112 pieš.



113 pieš.

Tokios sudėtinės prizmos vartojamos dirbant tiesioginio regėjimo spektroskopus, kurie įgalina gauti spektro vaizdą neatlenktą. Tokį spektroskopą atvaizduoja 113 piešinys. Mes čia turime tris prizmas iš crown-glaso ir dvi prizmas iš flint-glaso, sulipdytas laužiamaisiais kampais iš eilės augštyn žemyn, ir suderinus tuos kampus taip, kad spektro vidutiniai geltoni spinduliai nebūtų atlenkti. Patalpinę ties plyšių g' šviesos šaltinį ir žiūrėdami pro langelį g, mes matysime spektrą. Linzė e patalpinta taip, kad be prizmų gautume aiškų vaizdą plyšio g'. Tokie spektroskopai labai patogūs ir jie dažnai būna tokio didumo, kad juos galima nešioti kišenėje.

Remiantis viršum išdėstytais achromatinės prizmos kombinacijos dėsniais galima pašalinti chromatinę linzių aberaciją, kombinuojant linzes iš crown- ir flint-glaso. O pašalinę sferinę aberaciją, astigmatizmą, ir chromatinę aberaciją mes turime sudėtines linzes arba linzių kombinacijas, kurios duoda aiškų nesudarkytą vaizdą, kas reikalinga dirbant įvairius optikos instrumentus. Kaip jau mes žinome, chromatinė linzių aberacija reiškiasi tuo, kad eidami pro ją raudoni spinduliai užlūžta mažiau, violetiniai smarkiau. Vadinasi, raudoni spinduliai susikerta su linzės optikos ašimi toliau nuo linzės, violetiniai arčiau nuo linzės, taip kad raudonų spindulių fokinis ilgis yra didesnis kaip violetinių spindulių fokinis ilgis. Pažymėsime linzės raudonų spindulių C fokinį ilgį raide F_r ir fokinį ilgį žalsvai mėlynų spindulių F raide F_b. Tad eidami linzių formula mes turėsime:

$$\frac{1}{F_r} = (n_r - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

$$\frac{1}{F_b} = (n_b - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

Čia n_r ir n_b reiškia lūžimo koeficientus linzės medžiagos Frauenhoferio linijoms C ir F, o r_1 ir r_2 reiškia linzės kreivų paviršių stipinus.

$\frac{n_r + n_b}{2} = n$ bus vidutinis linzės lūžimo koeficientas, kuris, kaip jau mes matėme, mažai skiriasi nuo lūžimo koeficiento D - linijai. Kadangi $n_b > n_r$, tai $\frac{1}{F_b} > \frac{1}{F_r}$, ir, vadinasi, $F_b < F_r$, kaip jau pasakyta anksčiau. Duotas čia fokiniams ilgiams lygtis mes galime parašyti ir taip:

$$\frac{1}{F_r} = \frac{(n_r - 1)}{n - 1}(n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \frac{n_r - 1}{n - 1} \cdot \frac{1}{F}$$

$$\text{ir } \frac{1}{F_b} = \frac{n_b - 1}{n - 1}(n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \frac{n_b - 1}{n - 1} \cdot \frac{1}{F}.$$

Čia mes paėmėm $(n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \frac{1}{F}$. F čia reiškia vadinamąjį vidutinį linzės fokinį ilgį.

Kaip mes žinome, Newtonas matavo linzės chromatinę aberaciją lygiagrečiams spinduliams skirtumu jos fokinių ilgių raudoniems ir violetiniams spinduliams. Mes laikysimės Newtono būdu, bet imsime skirtumą fokinių ilgių raudoniems spinduliams C ir žalsvai mėlyniems spinduliams F. Taigi chromatinė aberacija lygiagretiems spinduliams bus duota dydžiu $F_r - F_b$. Kadangi $F_r > F$ ir $F_b < F$, tai mes galime priimti, kad $F_r. F_b = F^2$ (tai bus apytikris santykis).

Atėmę iš lygties fokiniam ilgiui F_b lygtį fokiniam ilgiui F_r, mes gausime: $\frac{1}{F_b} - \frac{1}{F_r} = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot \frac{1}{F}$, arba $\frac{F_r - F_b}{F_b F_r} = \frac{F_r - F_b}{F^2} = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot \frac{1}{F}$, arba $F_r - F_b = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot F$. Bet $\frac{n_b - n_r}{n - 1}$ yra linzės dispersijos galia iš atžvilgio į raudonus spindulius C ir žalsvai mėlynus spindulius F. Taigi išeina, kad lygiagrečiams spinduliams linzės chromatinė aberacija yra lygi jos vidutiniam fokiniam ilgiui F padauginus į jos dispersijos galios.

Taigi, kad gautume achromatinę linzių kombinaciją, sulipdysime abipus iškilą linzę iš crown - glaso su abipus gaubta arba plokščiai gaubta linze iš flint - glaso. Atitinkamai paruošę toms linzėms kreivų paviršių stipinus ir storumus, mes galėsime su tokios sudėtinės linzės pagalba surinkti geltonus ir žalsvai mėlynus spindulius. Vadinasi, surinksime skaidriausią spektro dalį, ir ta dalis darys mums baltos šviesos įspūdį. Nesuvestos dalys nedarkys vaizdo, nes jos bus žymiai silpniau nušviestos kaip surinktosios dalys. Pažymėsime iš eilės krowno linzės lūžimo koeficientus spinduliams C, F ir vidutiniams spinduliams raidėmis n_r. n_b, n ir flinto linzės n'_r, n'_b, n'. Tesie vidutiniai fokiniai ilgiai tų linzių F ir F' ir pagaliau teesie kombinacijos fokinis ilgis spinduliams C F_r ir spinduliams F F_b. Tad vartodami žinomą formulą dviejų plonų linzių kombinacijai, ir turėdami galvoj viršum duotas formulas dydžiams F_r ir F_b, mes turėsime:

$$\frac{1}{F_r} = \frac{n_r - 1}{n - 1} \cdot \frac{1}{F} + \frac{n'_r - 1}{n' - 1} \cdot \frac{1}{F'}$$

$$\frac{1}{F_b} = \frac{n_b - 1}{n - 1} \cdot \frac{1}{F} + \frac{n'_b - 1}{n' - 1} \cdot \frac{1}{F'}.$$

Atėmę vėl pirmąją lygtį iš antrosios mes gausime:

$$\frac{1}{F_b} - \frac{1}{F_r} = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot \frac{1}{F} + \frac{n'_b - n'_r}{n' - 1} \cdot \frac{1}{F'}$$

$$\text{arba } \frac{F_r - F_b}{F_b F_r} = \frac{F_r - F_b}{F^2} = \frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot \frac{1}{F} + \frac{n'_b - n'_r}{n' - 1} \cdot \frac{1}{F'}.$$

Achromatinę kombinaciją mes turėsime tada, kada fokiniai ilgiai raudonų ir žalsvai mėlynų spindulių bus lygūs, vadinasi, kada $F_r = F_b$. Bet tada

$$\frac{n_b - n_r}{n - 1} \cdot \frac{1}{F} + \frac{n'_b - n'_r}{n' - 1} \cdot \frac{1}{F'} = 0 \quad (1).$$

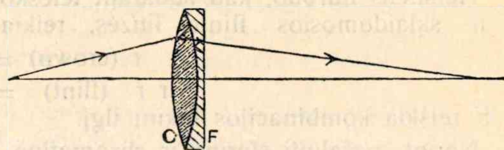
Kaip jau pasakyta, praktikoje dirbant achromatines linzes surenkami ne raudoni ir žalsvai mėlyni, bet skaidriausi geltoni (linija D) ir žalsvai mėlyni (linija F) spinduliai. Bet tokiu atveju ženklai n_r ir n_b reiškia geltonų ir žalsvai mėlynų spindulių lūžimo koeficientus. Kadangi $n_b > n_r$ ir $n > 1$, tai iš lygties (1) išeina, kad F ir F' turi priešingus ženklus. Taigi ir išeina, kad reikia kombinuoti iškila Crown - linzė ir abipus įgaubta arba plokščiai gaubta flint - linzė, norint gauti achromatinę kombinaciją, nes tokių dviejų linzių fokiniai ilgiai turi priešingus ženklus. Tarp kitko tokia linzių kombinacija vartojama teleskopo objektyvams.

Kombinuodami dvi linzes, mes turime keturius kreivų paviršių stipinus. Taigi, norint išspręsti uždavinį, reikia sustatyti keturios lygtys. Viena lygtis jau parašyta. Pažymėsime kombinacijos fokinį ilgį raide F_c. Tad mes turėsime antrą lygtį:

$$\frac{1}{F_c} = \frac{1}{F} + \frac{1}{F'} \quad (2).$$

Tai yra formula fokiniam ilgiui kombinacijos dviejų plonų linzių kontakte.

Kadangi tokiais atvejais linzės sulipdomos Kanados balzamu, tai kad tat būtų galima, reikia, kad pirmos linzės antrojo paviršiaus stipinas būtų lygus antros linzės pirmojo paviršiaus radijuj. Tai duos mums trečią reikalingą lygtį. Ketvirta lygtis išeina iš sferinės aberacijos sumažinimo sąlygų: crowno linzės laisvas paviršius (nesulipdytas) turi būti kreivesnis kaip flinto linzės laisvas paviršius, ir abudu tie paviršiai turi būti iškili iš oro. Remdamies tuo mes sustatysime ketvirtą lygtį, ir tada galėsime išspręsti achromatinės kombinacijos uždavinį. 114 piešinys atvaizduoja tokią achromatinę linzių kombinaciją, sudarytą iš abipus iškilos crowno prizmos C ir plokščiai gaubtos flinto linzės F. Toki kombinacija surenka geltoną ir žalsvai mėlyną spektro dalis ir duoda nenudažytą vaizdą, nes nesurinktos nudažytos dalys taip silpnai nušviestos, jog del kontrasto jų nepastebima. Savaime suprantama, remiantis visu tuo, kas anksčiau pasakytą, kad toki achromatinė linzių kombinacija tuo pačiu laiku yra ir kombinacija be sferinės aberacijos. Tai yra kombinacija, vartojama teleskopo objektyvams.



114 pieš.

Kad geriau suprastume dalyką, išspręsime čia tokį uždavinį. Achromatinis teleskopo objektyvas turi fokinį ilgį $Fc = 30$ cm. Jis susideda iš abipus iškilos linzės iš „kieto crown" ir iš plokščiai įgaubtos linzės iš „iršto flint". Reikia surasti kreivų paviršių stipinai. Pažymėsime fokinius ilgius vidutiniams spinduliams „kietam crown" raide F ir „tirštam flint" raide F'. Tiems fokiniams ilgiams galioja lygtis $\frac{1}{F} + \frac{1}{F'} = -\frac{1}{30}$. Lūžimo koeficientas vidutiniams spinduliams „kieto crown" yra $n = \frac{1,5171 + 1,5231}{2} = 1,5201$. Taigi ir „kieto crown" dispersijos galia bus $\frac{1,5231 - 1,5171}{0,5201} = 0,0115$.

Taip pat lūžimo koeficientas vidutiniams spinduliams „iršto flint" yra $n = \frac{1,6224 + 1,6347}{2} = 1,6285$ ir tokio flinto dispersijos galia bus

$$\frac{1,6347 - 1,6224}{0,6285} = 0,0196.$$

Taigi pritaikinę čia pirmą achromatinės kombinacijos sąlygą (lygtį 1), mes turėsime:
$\frac{0,0115}{F} + \frac{0,0196}{F'} = 0$ arba $\frac{1}{F} = -\frac{196}{115} \cdot \frac{1}{F'}$. Turėdami galvoj $\frac{1}{F} + \frac{1}{F'} = -\frac{1}{30}$

gausime: $\left(-\frac{196}{115} + 1\right)\frac{1}{F'} = -\frac{1}{30}$. Iš čia išeina $F' = 21,13$ cm.

ir $F = -\frac{115}{196} \times 21,13 = -12,39$ cm.

Pažymėsime gaubto paviršiaus stipiną raide R. Kitas paviršius, kaip jau pasakyta, plokščias. Taigi taikinant linzės formulą mes turėsime: $\frac{1}{F'} = \frac{(n'-1)}{R}$ arba $R = (n'-1)\,F' = 0,6285.21,13 = 13,28$ cm. Bet toksai pat stipinas ir antrojo abipus iškilos linzės paviršiaus, nes ji tuo paviršium sulipdyta su plokščiai įgaubta linze. Pažymėsime kito abipus iškilos linzės paviršiaus stipiną raide r. Taikindami linzės formulą turėsime:

$$\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right) \text{ ir } \frac{1}{r} = \frac{1}{(n-1)\,F} + \frac{1}{R} =$$

$$= -\frac{1}{0,5201 \times 12,39} + \frac{1}{13,28} = -0,0799.$$

Iš čia išeina $r = -12,52$ cm. Taigi abudu stipinai objektyvo teleskopo surasti.

Hershelis nurodo, kad sudarant teleskopo objektyvą iš renkamosios crowno linzės ir sklaidomosios flinto linzės, reikia imti jų laisvų paviršių stipinai taip:

$$r\ (\text{crown}) = 0,672\ F$$
$$\text{ir } r\ (\text{flint}) = 1,42\ F.$$

Čia F reiškia kombinacijos fokinį ilgį.

Norint pašalinti sferinę ir chromatinę aberacijas dažniau tenka imti dvi linzes ne betarpiškame kontakte, bet tam tikro atstumo, sakysime, d cm. viena nuo kitos. § 6 duota išvada formulos fokiniam ilgiui tokios dviejų linzių kombinacijos. Štai toji formula:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{d}{F_1\,F_2}.$$

Čia F reiškia fokinį ilgį kombinacijos, F_1 ir F_2 fokinius ilgius paimtų linzių. Tesie F_r ir F_b fokiniai ilgiai raudoniems spinduliams lūžimo koeficiento n_r ir mėlyniems spinduliams lūžimo koeficiento n_b paimtoms linzėms ekvivalentingos linzės. Tad mes turime:

$$\frac{1}{F_r} = \frac{n_r - 1}{n-1}\left(\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}\right) + \left(\frac{n_r - 1}{n-1}\right)^2 \frac{d}{F_1\,F_2}$$

$$\text{ir } \frac{1}{F_b} = \frac{n_b - 1}{n-1}\left(\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}\right) + \left(\frac{n_b - 1}{n-1}\right)^2 \frac{d}{F_1\,F_2}.$$

Šitos lygtys parašytos remiantis išvadomis § 6, liečiančiomis ekvivalentingos linzės fokinį ilgį. Čia n reiškia lužimo koeficientą vidutinių (geltonų spindulių D) ir kaip ir anksčiau $n = \frac{n_r + n_b}{2}$.

Atėmę iš antrosios lygties pirmąją lygtį, mes gausime:

$$\frac{F_r - F_b}{F_r\,F_b} = \frac{n_b - n_r}{n-1}\left\{\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}\right\} + \frac{(n_b - 1)^2 - (n_r - 1)^2}{(n-1)^2} \cdot \frac{d}{F_1\,F_2}.$$

Norint pašalinti chromatinę aberaciją (ir kartu sferinę aberaciją) reikia išlyginti fokiniai ilgiai raudoniems ir mėlyniems spinduliams, vadinasi, reikia, kad $F_r = F_b$ arba kad $F_r - F_b = 0$. Tai reiškia, kad dešinioji paskutinės lygties pusė būtų lygi nuliui.

Turėdami galvoj, kad

$$(n_b - 1)^2 - (n_r - 1)^2 = 2\,(n_b - n_r)\,(n - 1),$$

mes tada turėsime:

$$\frac{n_b - n_r}{n - 1}\left\{\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{2\,d}{F_1 F_2}\right\} = 0$$

$$\text{arba } \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{2\,d}{F_1 F_2} = 0 \text{ arba } F_2 + F_1 + 2\,d = 0.$$

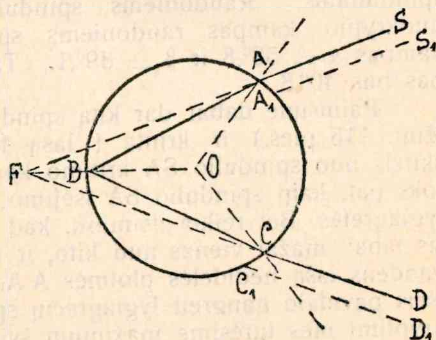
$$\text{iš kur išeina } d = -\frac{(F_1 + F_2)}{2}.$$

Vadinasi, suradus fokinius ilgius paimtų dviejų linzių, reikia patalpinti jos vieną nuo kitos, tokio atstumo, kuris yra lygus pusei sumos jų fokinių ilgių. Tada mes turėsime achromatinę sistemą. Šitos taisyklės prisilaikoma gaminant stiklus teleskopams ir mikroskopams.

Baigdami šitą paragrafą paliesime čia trumpais bruožais teoriją visiems žinomo gražaus laumės juostos reginio, kuris visuomet darė žmonėms smarkų įspūdį ir ilgą laiką atrodė paslaptingas ir mistiškas dalykas. Mes matome laumės juostą lanko pavidalo, atsigręžę nugara į saulę ir žiūrėdami į tolimą debesį, iš kurio lyja lietus. Išvidinė dalis lanko visuomet būna violetinės spalvos. Išorinė raudonos spalvos. Tarp tų spalvų matomos kitos spektro spalvos. Dažnai augščiau šito lanko matosi kitas lankas platesnis, bet ne toks skaidrus, su apgręžtomis spalvomis, būtent, raudona spalva iš vidaus ir violetinė spalva iš oro. Labai retai galima pamatyti dar trečią, ketvirtą, penktą laumės juostas, tik jau labai silpnai nušviestas ir iš saulės pusės (saulės šviesa nuslopina šitą trečią, ketvirtą ir t. t. eilės laumės juostų skaidrumą ir todel jas labai sunku pamatyti).

Salpetrijos archiepiskopas Antonio del Domini pirmutinis teisingai pastebėjo, kad laumės juostos fenomenas pareina nuo saulės spindulių refrakcijos vandens lašuose ir davė šito fenomeno teoriją. Tai buvo XVII šimtmečio pradžioje. Kiek vėliau tokią pat laumės juostos teoriją, ją ištobulinęs, paskelbė garsus filosofas ir matematikas Descartas.

Duosime čia šitos teorijos pagrindus, papildę ją visais tais naujais daviniais, liečiančiais šviesos refrakciją, kurie buvo surasti Newtono ir kitų XVII šimtmečio pabaigoje ir vėliau.



115 pieš.

115 piešinys atvaizduoja vandens lašą rutulio pavidalu. Tegu į tą vandens lašą krinta saulės spindulys SA kampu α, kuris kampas yra lygus kampui, sudarytam lašo stipino su spinduliu SA. Įeidamas į lašą spindulys užlūžta kampu β, krinta taške B ant išvidinio lašo paviršiaus, atsimuša ten, krinta taške C vėl į išvidinį lašo paviršių ir išeina iš lašo laukan, nukrypdamas nuo lašo stipino, ir eina ore išilgai linijos CD. Taigi išėjusio iš lašo spindulio CD nuokrypis iš atžvilgio į pirmutinę spindulio eigą AS yra lygus kampui SFD, kurį sudaro linijos AS ir CD. Iš piešinio aišku, kad

$$\angle SFD = 2\angle SFO = 2\,(\angle ABO - \angle FAB).$$

Bet $\angle ABO = \beta$, nes trikampis AOB yra lygiašonis trikampis. Taigi jo kampai prie bazės AB turi būti lygūs. Antra vertus, $\angle FAB = \alpha - \beta$. Taigi spindulio nuokrypis, atsimušus jam vieną sykį laše ir išėjus iš lašo, bus $\angle SFD = 2\,(\beta - \alpha + \beta) = 4\,\beta - 2\,\alpha$.

Kad tas nuokrypis būtų minimum, reikia, kad $4\,d\beta - 2\,d\alpha = 0$ arba $4\frac{d\beta}{d\alpha} - 2 = 0$,

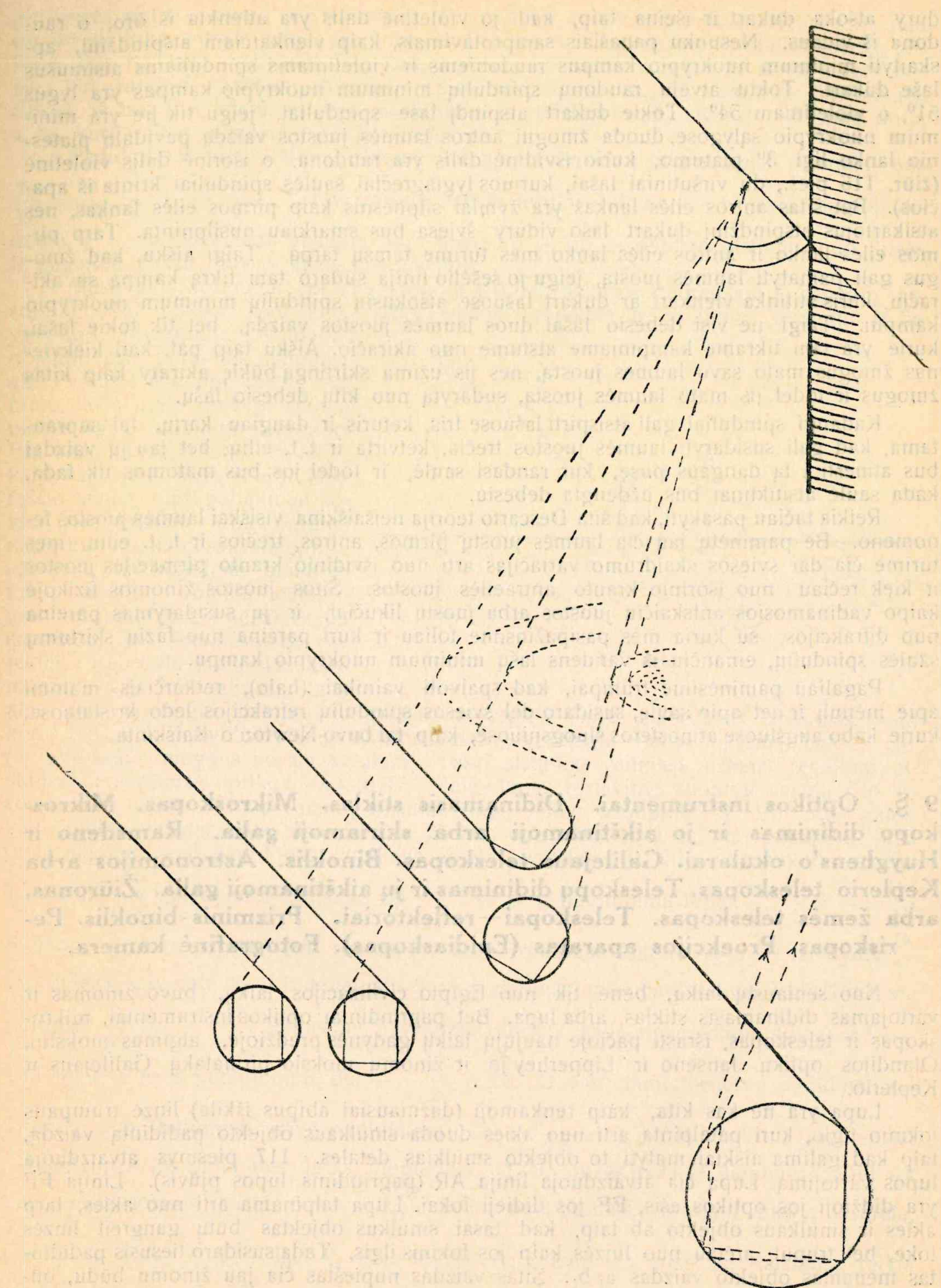
arba $2\,\frac{d\beta}{d\alpha} = 1$, kaip tai išeina diferencijuojant nuokrypio lygtį.

Antra vertus, mes turime: $\sin \alpha = n \sin \beta$, kur n reiškia vandens lūžimo koeficientą. Diferencijuodami šitą lygtį mes gausime: $\cos \alpha \, d\alpha = n \cos \beta \, d\beta$, iš kur išeina $\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{\cos \alpha}{n \cos \beta}$, arba $\cos \alpha = n \cos \beta \frac{d\beta}{d\alpha}$, arba turėdami galvoj, kad $2\frac{d\beta}{d\alpha} = 1$ gausime: $\cos \alpha = \frac{1}{2} n \cos \beta$. Pakėlus abidvi paskutinės lygties dalis į kvadratą gausime: $\cos^2 \alpha = \frac{1}{4} n^2 \cos^2 \beta = \frac{1}{4} n^2 (1 - \sin^2 \beta) = \frac{1}{4} (n^2 - \sin^2 \alpha) = \frac{1}{4} (n^2 - 1 + \cos^2 \alpha)$, nes $\sin \alpha = n \sin \beta$ ir $\sin^2 \alpha = 1 - \cos^2 \alpha$. Iš čia mes gausime: $\frac{3}{4} \cos^2 \alpha = \frac{1}{4} (n^2 - 1)$ ir pagaliau $\cos \alpha = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{3}}$. Tai bus formula, remdamies kuria mes galime apskaityti kampą, kuriuo saulės spindulys turi kristi į vandens lašą, kad, perėjus jam per lašą, atsimušant vieną sykį laše, tasai spindulys būtų kuo mažiausiai nukreipiamas (iš 115 piešinio aišku, kad nukreipto spindulio išėjimo kampas turi būti lygus kritimo knmpui α, nes, kaip jau mes sakėme, kampas $ABO = \beta$, bet tada ir $\angle OBC = \beta$, nes tai bus atspindžio kampas. Kadangi trikampis OBC irgi yra lygiašonis trikampis, tai ir $\angle OCB$ turi būti lygus β. Tai bus kritimo kampas laše, prieš išeinant spinduliui iš lašo. Tad būtinas dalykas, kad išėjimo kampas yra α. Remdamies formula $\cos \alpha = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{3}}$ ir turėdami galvoj, kad vandens lūžimo koeficientas raudoniems spinduliams yra lygus 1,329, o violetiniams spinduliams 1,34, apskaitysime kampus α ir β (atsimindami, kad $\sin \alpha = n \sin \beta$) raudoniems ir mėlyniems spinduliams, ir remdamies tais kampais iš formulos $\angle SFD = 4\beta - 2\alpha$ surasime minimum nuokrypio kampus raudoniems ir violetiniams spinduliams. Raudoniems spinduliams $\alpha = 59^0,6$, o $\beta = 40^0,5$. Taigi minimum nuokrypio kampas raudoniems spinduliams bus $42^0,8$. Violetiniams spinduliams kampas $\alpha = 58^0,8$ ir $\beta = 39^0,1$. Taigi tiems spinduliams minimum nuokrypio kampas bus $40^0,8$.

Paimsime dabar dar kitą spindulį $S_1 A_1$, kuris eina lygiagrečiai spinduliui SA (žiūr. 115 pieš.) ir krinta į lašą taške A_1. Aišku, kad jo kritimo kampas truputį skirsis nuo spindulio SA kritimo kampo. Taigi ir jo išėjimo kampas nebus visiškai toks pat, kaip spindulio SA išėjimo kampas, ir todel linijos CD ir $C_1 D_1$ nebus visiškai lygiagretės. Bet reikia atsiminti, kad arti nuo minimum nuokrypio išėjimo kampai skirsis labai mažai vienas nuo kito, ir todel lygiagrečių spindulių pluoštas, kuris krinta į vandens lašą nedidelės plotmės $A A_1$, perėjęs per tą lašą ir atsimušęs ten vieną sykį, išeis pavidalo gangreit lygiagrečių spindulių pluošto CD C_1 D_1. Taigi žiūrėdami šita kryptimi mes turėsime maximum šviesos skaidrumo. Visi kiti spinduliai, kurie krinta į lašą žymiai didesniais arba žymiai mažesniais kampais kaip α, išeis iš lašo arba pavidalu pluošto smarkiai prasiskyrusių spindulių arba smarkiai susieinančių spindulių, ir žiūrint tokių spindulių kryptimi mes turėsime minimum šviesos skaidrumo.

116 piešinys atvaizduoja žmogų (tirštą vertikalią liniją), kuris nugara atkreiptas į saulę žiūri į debesį (atvaizduota tik keturi debesio lašai). Linija, ištiesta nuo saulės per žmogaus galvą, bus lygiagretė saulės spinduliams, kurie krinta į vandens lašus (tai linija per žmogaus galvą į jo šešėlį). Taigi tokie saulės spinduliai, kurie pereina per lašus tik vieną kartą atspindėdami lašuose ir kurie krinta į lašus tokiu kampu, kuris duoda minimum nukrypimo, duos žmogui spektro vaizdą pavidalo lanko, kurio platumas bus apie 2^0 ir kurio išvidinė dalis bus violetinė (minimum nuokrypio kampas $40^0,08$), o išorinė dalis bus raudona (minimum nuokrypio kampas $42^0,8$).

Bet spindulys, patekęs į vandens lašą, gal atšokti jame du kartu, tris kartus ir net daugiau sykių. Iš kairės pusės 116 piešinio nupieštas vandens lašas, į kurį iš apačios krinta saulės spindulys, irgi einąs lygiagrečiai šešėlio linijai. Tasai spindulys lašo vi-



116 pieš.

dury atšoka dukart ir išeina taip, kad jo violetinė dalis yra atlenkta iš oro, o raudona iš vidaus. Nesunku panašiais samprotavimais, kaip vienkarčiam atspindžiui, apskaityti minimum nuokrypio kampus raudoniems ir violetiniams spinduliams atsimušus laše dukart. Tokiu atveju raudonų spindulių minimum nuokrypio kampas yra lygus 51^0, o violetiniam 54^0. Tokie dukart atspindį laše spinduliai, jeigu tik jie yra minimum nuokrypio sąlygose, duoda žmogui antros laumės juostos vaizdą pavidalo platesnio lanko ligi 3^0 platumo, kurio išvidinė dalis yra raudona. o išorinė dalis violetinė (žiūr. 116 pieš., du viršutiniai lašai, kuriuos lygiagrečiai saulės spinduliai krinta iš apačios). Bet šitas antros eilės lankas yra žymiai silpnesnis kaip pirmos eilės lankas, nes atsikartojus atspindžiui dukart lašo vidury šviesa bus smarkiau nusilpninta. Tarp pirmos eilės lanko ir antros eilės lanko mes turime tamsų tarpą. Taigi aišku, kad žmogus gali pamatyti laumės juostą, jeigu jo šešėlio linija sudaro tam tikrą kampą su akiračiu, kuris atitinka vienkart ar dukart lašuose atšokusių spindulių minimum nuokrypio kampui. Taigi ne visi debesio lašai duos laumės juostos vaizdą, bet tik tokie lašai, kurie yra tam tikrame kampiniame atstume nuo akiračio. Aišku taip pat, kad kiekvienas žmogus mato savo laumės juostą, nes jis užima skirtingą būklę akiraty kaip kitas žmogus ir todel jis mato laumės juostą, sudarytą nuo kitų debesio lašų.

Kadangi spinduliai gali atsispirti lašuose tris, keturis ir daugiau kartų, tai suprantama, kad gali susidaryti laumės juostos trečia, ketvirta ir t. t. eilių, bet jau jų vaizdai bus atmesti į tą dangaus pusę, kur randasi saulė, ir todel jos bus matomos tik tada, kada saulė atsitiktinai bus uždengta debesiu.

Reikia tačiau pasakyti, kad šita Descarto teorija neišaiškina visiškai laumės juostos fenomeno. Be paminėtų jau čia laumės juostų pirmos, antros, trečios ir t. t. eilių, mes turime čia dar šviesos skaidrumo variacijas arti nuo išvidinio kranto pirmaeilės juostos ir kiek rečiau nuo išorinio kranto antraeilės juostos. Šitos juostos žinomos fizikoje kaipo vadinamosios antskaičių juostos arba juostų likučiai, ir jų susidarymas pareina nuo difrakcijos, su kuria mes pasipažinsime toliau ir kuri pareina nuo fazių skirtumų saulės spindulių, einančių iš vandens lašų minimum nuokrypio kampu.

Pagaliau paminėsime trumpai, kad spalvoti vainikai (halo), retkarčiais matomi apie mėnulį ir net apie saulę, susidaro del šviesos spindulių refrakcijos ledo kristaluose, kurie kabo augštuose atmosferos sluogsniuose, kaip tai buvo Newton'o išaiškinta.

9 §. Optikos instrumentai. Didinamasis stiklas. Mikroskopas. Mikroskopo didinimas ir jo aikštinamoji arba skiriamoji galia. Ramsdeno ir Huyghens'o okularai. Galilejaus teleskopas. Binoklis. Astronomijos arba Keplerio teleskopas. Teleskopų didinimas ir jų aikštinamoji galia. Žiūronas, arba žemės teleskopas. Teleskopai—reflektoriai. Prizminis binoklis. Periskopas. Proekcijos aparatas (Epidiaskopas). Fotografinė kamera.

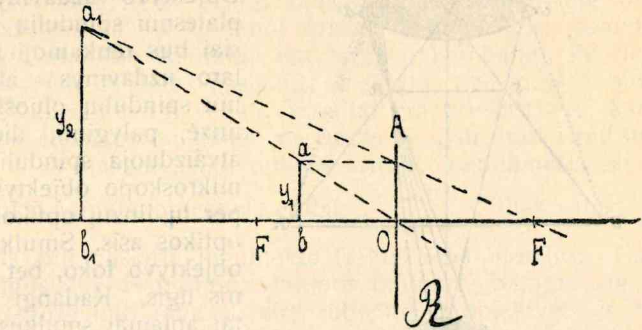
Nuo seniausių laikų, bene tik nuo Egipto civilizacijos laikų, buvo žinomas ir vartojamas didinamasis stiklas, arba lupa. Bet pagrindiniai optikos instrumentai, mikroskopas ir teleskopas, išrasti pačioje naujųjų laikų gadynės pradžioje, atgimus mokslui, Olandijos optikų Janseno ir Lipperhey'jo ir žinomų mokslo pirmatakų Galilejaus ir Keplerio.

Lupa yra ne kas kita, kaip renkamoji (dažniausiai abipus iškila) linzė trumpaus fokinio ilgio, kuri patalpinta arti nuo akies duoda smulkaus objekto padidintą vaizdą, taip kad galima aiškiai matyti to objekto smulkias detales. 117 piešinys atvaizduoja lupos vartojimą. Lupą čia atvaizduoja linija AR (pagrindinis lupos pjūvis). Linija FF yra didžioji jos optikos ašis, FF jos didieji fokai. Lupa talpinama arti nuo akies, tarp akies ir smulkaus objekto ab taip, kad tasai smulkus objektas būtų gangreit linzės foke, bet truputį arčiau nuo linzės kaip jos fokinis ilgis. Tada susidaro tiesusis padidintas menamas objekto vaizdas $a_1 b_1$. Šitas vaizdas nupieštas čia jau žinomu būdu, būtent, ištiesus iš objekto taško a du spindulius: vieną lygiagrečiai pagrindinei ašiai, kitą

per linzės optikos centrą. Pirmutinis iš tų spindulių, eidamas pro linzę, užlūš taip, kad eis per jos foką, antrasai pereis pro linzę neužlūždamas. Taigi tie du spinduliai, perėję pro linzę, bus išsiskėtę ir atrodys taip, kad, tarytum, jie išeina iš taško a_1 iš tos linzės pusės, kur randasi smulkus objektas. Taigi taške a_1 bus taško a vaizdas (menamas). Ištiesę iš taško a_1 statmenį ligi susikirtimo su didžiąja ašimi taške b_1 gausime liniją $a_1 b_1$, kuri ir bus menamas vaizdas linijos ab.

Padidinimas lupos, einant žinoma jau mums linzių padidinamąja formula, bus $\frac{y_2}{y_1} = \frac{f}{d} = 1 - \frac{f}{F}$. Čia y_2 reiškia vaizdo linijinį didumą, y_1 objekto linijinį didumą, $f = ob_1 =$ vaizdo atstumui nuo linzės, $d = ob =$ objekto atstumui nuo linzės ir pagaliau F yra didysis linzės fokinis ilgis.

Mūsų akis normaliai yra akomoduota į didelį atstumą (teoretiškai į begalinį atstumą). Tai reiškia, kad akis mato tolimus objektus be ypatingo įtempimo ir be ypatingo nuvargimo. Artinantis objektui prie normalės žmogaus akies vidutiniškai ligi 25 cm. atstumo, akis mato objekto smulkmenas irgi be ypatingo įtempimo. Bet kada objektai labai smulkūs, kaip, sakysime, knygos arba laikraščio raidės, maži gabaliukai kokio nors kristalo arba organai mažų insektų, kaip, sakysime, musės koja, tai norėdami pamatyti tokių smulkių objektų detales, mes artiname juos prie akies juo smarkiau, juo smulkesni tie objektai. Bet tada jau reikia akomoduoti akį ir, vadinasi, tada akis bus ypatingai įtempta ir greitai nuvargs. Taigi mažiausias atstumas, nuo kurio akis gali matyti smulkaus objekto detales, ypatingai nenuvargdama, bus 25 cm. (vidutiniškai) žmogaus normaliai akiai. Tasai atstumas vadinasi aiškaus regėjimo atstumas ir žymimas optikoje ženklu D. Taigi lupos uždavinys sudaryti vaizdą šito atstumo nuo akies. Kitaip sakant, vartojant lupą reikia patalpinti ją arti nuo akies, kad objekto vaizdas būtų atstumo D = 25 cm. nuo akies (nes galima patalpinti lupa prieš akį taip, kad padidintas smulkaus objekto vaizdas bus kito atstumo nuo akies).

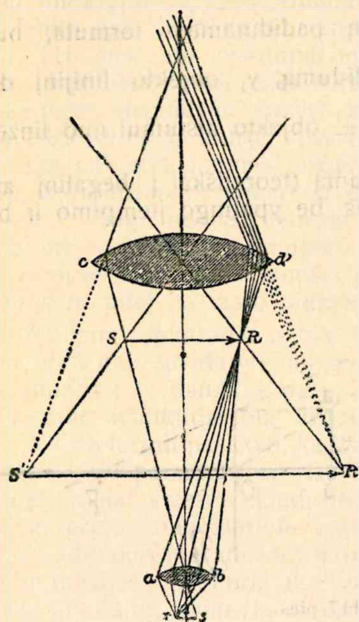


117 pieš.

Turėdami šitą galvoj mes turėsime $ob_1 = f = D$ ir padidinimą lupos $\frac{y_2}{y_1} = 1 - \frac{D}{F}$.

Kadangi lupa visuomet yra renkamoji linzė trumpaus fokinio ilgio F, tai dydis $\frac{D}{F}$ yra didelis sulyginti su 1 ir todel atmetant 1 galima lupos padidinimui vartoti ir tokią formulą: $\frac{y_2}{y_1} = -\frac{D}{F}$. Paimsime, pavyzdžiui, abipus iškilą linzę fokinio ilgio —2,5 cm. Tad tokios linzės padidinimas bus $-\frac{25}{-2{,}5} = 10$. O vartodami tikslesnę padidinamąją formulą mes būtumėm gavę padidinimą $1 - \frac{25}{-2{,}5} = 1 + 10 = 11$. Dažniausiai perkant linzę jos galia bus duota diopteriais. Tesie linzės galia P diopterių. Tad tokios linzės fokinis ilgis F bus $-\frac{100}{P}$ ir jos padidinimas, vartojant tikslią formulą, bus $1 + \frac{DP}{100} = 1 + 0{,}25\,P$. Čia fokinis ilgis, kaip jau anksčiau išaiškinta, reikia imti su neigiamu ženklu, nes čia mes turime reikalo su renkamąja linze.

Norint pašalinti chromatinę ir sferinę aberacijas, galima paimti linzių kombinaciją, sakysime, abipus iškilos ir plokščiai įgaubtos linzių, kaip ją atvaizduoja 114 piešinys. Kada mums reikia pamatyti detales labai smulkaus objekto, tada reikia turėti linzė labai trumpaus fokinio ilgio. Visų pirma tai nepatogu, nes tada akis bus per arti nuo paties objekto. Antra vertus, linzė labai trumpaus fokinio ilgio bus didelio kreivumo linzė. O pagaminti optikos stiklai didelio kreivumo, taip kad būtų pašalintos chromatinė ir sferinė aberacijos, yra labai sunkus dalykas. Todel, norint gauti dar smarkiau padidintus labai smulkių objektų vaizdus, vartojamas mikroskopas, išrastas Olanduose XVII šimtmečio pradžioje. Mikroskopas susideda bent iš dviejų stiklų: objekto stiklo, arba objektyvo, prieš kurį talpinamas smulkus objektas, ir akies stiklo, arba okularo, pro kurį žiūrima į smulkaus objekto vaizdą. Objektyvo uždavinys — atmušti vaizdas kiek galint platesniu spindulių pluoštu. Taigi objektyvas dažniausiai bus renkamoji linzė trumpaus fokinio ilgio. Okularo uždavinys — atmušti vaizdas kiek galint siauresniu spindulių pluoštu. Taigi okularas dažniausiai bus linzė, palyginti, didelio fokinio ilgio. 118 piešinys atvaizduoja spindulių eigą mikroskope. Čia ab reiškia mikroskopo objektyvą ir cd jo okularą. Linija, ištiesta per tų linzių optikos centrus, yra mikroskopo didžioji optikos ašis. Smulkus objektas rs talpinamas arti nuo objektyvo foko, bet truputį toliau kaip objektyvo fokinis ilgis. Kadangi objektyvo fokinis ilgis yra mažas, tai aplamai smulkus objektas visuomet bus labai arti nuo objektyvo. 118 piešinio schemoje parodyta, kaip susidaro objekto rs taško r vaizdas taške R. Taip pat susidaro ir vaizdas taško s taške S. Aišku, kad objektyvas duos atvirkščią, padidintą ir realų vaizdą. Mikroskopo okularas cd talpinamas taip, kad vaizdas nuo objektyvo susidarytų tarp okularo ir jo foko, bet arti nuo to foko. Tada okularas atmuš, kaip rodo schema, padidintą, bet menamą vaizdą S' R' realaus vaizdo SR. Taigi aišku, kad mikroskopo okularas yra lupa. Akis būna arti nuo okularo. Taigi okularas turi duoti vaizdą S' R' aiškaus regėjimo atstumo nuo okularo ir, vadinasi, nuo akies. Aišku, kad mikroskope mes turime vieną padidinimą nuo objektyvo ir kitą padidinimą nuo okularo. Pažymėsime objektyvo fokinį ilgi raide F_1 ir okularo fokinį ilgį raide F_2 ir pagaliau atstumą realaus vaizdo SR nuo objektyvo raide f. Tad padidinimui objektyvo mes turėsime santykį $\frac{SR}{y_1} = \frac{f}{F_1}$.



118 pieš.

Čia y_1 reiškia linijinį objekto didumą. Iš čią $y_1 = SR \cdot \frac{F_1}{f}$, o okularo padidinimui galioja santykis $\frac{y_2}{SR} = \frac{D}{F_2}$, nes realus vaizdas SR randasi gangreit fokinėje okularo plotmėje, o menamas padidintas vaizdas $S'R' = y_2$ randasi aiškaus regėjimo atstumo D. Kadangi $y_2 = SR \cdot \frac{D}{F_2}$, tai galutinis mikroskopo padininimas bus

$$\frac{y_2}{y_1} = SR\frac{D}{F_2} : SR \cdot \frac{F_1}{f} = \frac{f\,D}{F_1\,F_2}$$

f yra atstumas realaus vaizdo SR nuo objektyvo. Kadangi tasai realus vaizdas bus arti nuo okularo, tai praktiškai apskaitant mikroskopo padidinimą, galima, užuot ėmus f, paimti atstumą tarp okularo ir objektyvo arba vadinamąjį optišką mikroskopo tubo ilgį, nes okularas ir mikroskopas randasi bendram vamzdy, kuris vadinasi mik-

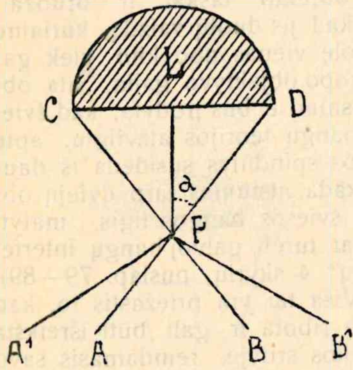
roskopo tubas. Pavyzdžiui, tegu objektyvo fokinis ilgis F_1 lygus 0,5 cm., okularo fokinis ilgis $F_2 = 10$ cm. ir mikroskopo tubo ilgis 40 cm. Tad mikroskopo padidinimas bus $\frac{40.\ 25}{0,5.\ 10} = 200$. Iš šitos formulos aišku, kad imant stiklus didelio kreivumo galima gauti labai didelis padidinimas, net ligi keleto tūkstančių sykių. Bet praktiškai mikroskopo uždavinys yra tas — leisti aiškiai matyti smulkaus objekto detalės, kitaip sakant, aiškiai matyti atskiri to objekto taškai ir bruožai. Taigi visa praktiškoji mikroskopo objektyvo vertė yra ta, kad jis duotų vaizdą, kuriame atskiri objekto taškai arba bruožai bus perskirti arba nutolę vienas nuo kito kiek galint labiau. Šita prasme kalbama apie aikštinamąją mikroskopo objektyvo galią. Šita objektyvo galia turi ribas. Šito skyriaus tolimesniuose straipsniuose bus įrodyta, kad šviesos fenomenai daros visiškai suprantami, žiūrint į juos bangų teorijos atžvilgiu, apie ką jau mes minėjome praeitame paragrafe. Baltos šviesos spindulys susideda iš daugybės šviesos bangų įvairaus periodo arba ilgio. Taigi kada atstumas tarp dviejų objekto taškų arba bruožų darosi mažesnis kaip vartojamos šviesos bangos ilgis, matyti tie taškai arba bruožai atskirai negalima. Be to, reikia dar turėti galvoj bangų interferencijos ir difrakcijos apsireiškimai (žiūr. „Fizikos paskaitų" 4 skyrių, puslap. 79—89), apie kuriuos mes dar smulkiau pakalbėsime irgi vėliau. Visa tai yra priežastis to, kad kiekvieno objektyvo skiriamoji arba aikštinamoji galia yra ribota ir gali būti išreikšta tam tikra formula. Abbe, vienas iš žymiausių fizikų optikos srityje, remdamasis savo tyrinėjimais, duoda tokią formulą aikštinamajai objektyvo galiai: $\frac{\gamma}{2\,n \sin \alpha}$. Šitas santykis reiškia atstumą, kuriuo objektyvas gali paskirti du objekto taškus arba bruožus. Čia γ reiškia vartojamos šviesos bangos ilgį (sakysime, geltonos linijos D bangos ilgį), n reiškia lūžimo koeficientą medžiagos, kuri randasi tarp objekto ir objektyvo, ir 2α reiškia kampą, kurį sudaro objektyvo diametras su realiu vaizdu. Dydį $n \sin\alpha$ Abbe pavadino apertūros skaičiumi ir davė jam ženklą N.A. Normali žmogaus akis sugeba atskirti vieną nuo kito du taškus arba du bruožus, kurie sudaro kampą apie 1,5'. Taigi per aiškaus regėjimo atstumą $D = 25$ cm. tokį kampą su akies lėlyte sudarys liniją $1{,}1.10^{-2}$ cm. ilgio. Paimsime šviesos bangas skaidriausioje spektro dalyje tarp geltonos ir žalios dalių ilgio $5{,}3.10^{-5}$ cm. Einant Abbe, didžiausias apertūros skaičius, kuris galima pasiekti, yra 1,6. Taigi didžiausias atstumas, kuriuo objektyvas perskirs du objekto taškus arba bruožus, bus

$$\frac{\gamma}{2\,n \sin \alpha} = \frac{5{,}3.\ 10^{-5}}{2.\ 1{,}6} = 1{,}7\ .\ 10^{-5} \text{ cm.}$$

Taigi tokiomis sąlygomis pasiektas padidinimas bus: $\frac{1{,}1.\ 10^{-2}}{1{,}7.\ 10^{-5}} = 650$. Tai reiškia, kad ligi šito padidinimo mikroskopas įgalins mums pamatyti opjekto smulkias detales, nes atskiri objekto taškai arba bruožai bus pakankamai perskirti. Imdami padidinimus didesnius kaip 650 sykių, mes nieko jau daugiau nebelaimėsime smulkiausių objekto detalių regėjimo atžvilgiu ir turėsime tik ištemptą smarkiau vaizdą be tolimesnio detalių perskyrimo, nelyginant kaip paėmę elastingą skepetėlę ir ją vis smarkiau ir smarkiau tempdami mes naujų detalių joje nepamatysime.

Bet ir tokią aikštinamąją galią mikroskōpas duos tik tada, kada objektas ir mikroskopo objektyvo apatinis stiklas bus įmerkti į skystimą tokio lūžimo koeficiento kaip stiklas, vienu žodžiu, kada mes vartosime imersijos sistemą, kurios esmė išaiškinta 6 §. Iš 119 piešinio aišku, kad vartodami imersijos sistemą, mes turėsime, taip sakant, reikalo su didesne bangos fronto apertūra. Čia P reiškia labai smulkų objektą (tašką) ir APB šviesos spindulių kūgį, kuris krinta į objektą P. Smulkus objektas P yra priežastis difrakcijos figūrų išsiskėtusiame spindulių kūgyje CPD (apie difrakciją smulkiau bus kalbama viename iš tolesnių paragrafų). Taigi perskyrimas taško P detalių pareina nuo skaičiaus tų difrakcijos figūrų, kurios įeina į objektyvą L, vadinasi, pareina nuo šviesos bangų fronto apertūros. Todel užpildant tarpą tarp P ir objektyvo L Kanados balzamu arba kedro medžio alyva lūžimo koeficiento $n = 1{,}5$, į kūgį CPD

užlūžtant pateks spinduliai platesnio spindulių kūgio kaip APB, būtent, sueinąs spindulių kūgis A'PB'. Tai reiškia, kad mes tokiu atveju naudosimės bangos frontu platesnės apertūros (krintančių spindulių kūgio apertūros) ir todel pasieksime didesnę mikroskopo rišamąją galią. Be to, tokiu atveju mes turėsime žymiai smarkesnį nušvietimą, nes kūgyje CPD bus daugiau šviesos, nekalbant jau apie tai, kad bus pašalinti šviesos nuostoliai, kurie neišvengiami, kada objektas P randasi tarp dviejų stiklo plokštelių, o tarp šitų plokštelių ir objektyvo paviršiaus CD randasi oras, nes tokiu atveju mes nustosime daug šviesos del pilno vidujinio atspindžio, pereinant iš stiklo į orą. Imersijos sistemoje tokio perėjimo nebus, nes stiklo ir vartojamojo skystimo lūžimo koeficientai tie patys ir todel nebus visiško vidaus atspindžio.



119 pieš.

Trumpai paminėsime čia vadinamąjį Siedentopfo ir Zsigmondy ultra - mikroskopą, kuris galina matyti tokias mažas daleles, kurių diametras yra apie 10 $\mu\mu$ (milimikronų). Tai pasiekiama leidžiant labai ploną, bet labai skaidrų, lygiagrečių spindulių pluoštą, sakysime, gulsčia kryptimi pro gražų raudoną rubino stiklą arba pro koloido skiedinį ir žiūrint iš viršaus per mikroskopą didelio padidinimo (arba leidžiant lygiagrečių spindulių pluoštą vertikaliai ir žiūrint per mikroskopą gulsčia kryptimi). Smulkiausios aukso dalelės, nuo kurių pareina rubino graži stiklo spalva, arba smulkiausios dalelės koloidinio skiedinio, kurios randasi spindulių pluošto pakeliui, išsklaido šviesą, ir todel mes galime pamatyti tuos taškus, kurie išsklaido šviesą, nelyginant kaip mes matome atskiras dulkių daleles tamsiam kambary, jeigu mes žiūrime iš šono į lygiagrečių spindulių pluoštą, kuris įsiveržia į kambarį pro langinės plyšį. Bet dalykas tas, kad mes čia matome tik taškus arba vietas, kur šviesa išsisklaido. Jokių tų smulkių dalelių detalių mes nematome ir nieko negalime spręsti apie jų formą, nes visos tokios dalelės atrodo mums tik kaip šviesos taškai. Taigi ultra-mikroskope aikštinamosios galios ribos peržengtos, ir nepaisant labai didelio padidinimo toksai mikroskopas rodo mums tik labai smulkių dalelių būvį, bet nieko mums nesako apie tų dalelių smulkmenas.

118 piešinys atvaizduoja tik mikroskopo schemą. O iš tikrųjų mikroskopo konstrukcija yra daug painesnė ta prasme, kad ir mikroskopo objektyvas ir jo okularas susideda bent iš dviejų stiklų, nekalbant jau apie kondensorių, kuris reikalingas kiek galint smarkiau objektui nušviesti, ir apie diafragmą. Ir objektyvas ir okularas susideda iš dviejų ar net ir didesnio skaičiaus stiklų, kad būtų galima pašalinti chromatinė ir sferinės aberacijos aprašytu paskutiniame paragrafe būdu. Kada reikalingas objektyvas didelės galios, tai jis sudaromas, remiantis nurodymais prof. Abbe, iš penkių stiklų iš flint ir crown — glaso arba iš Jenos stiklo. Apatinė tokio objektyvo linzė plokščiai iškila pusrutulio pavidalu, plokščiu savo paviršium atkreipta į objektą (į šviesos spindulius). Ir 6 § ir šitam paragrafe išaiškinta, kodel šitai linzei reikia suteikti tokia forma. O kitos gi linzės sklaidomosios iš flint-glaso ir renkamosios iš crown-glaso reikalingos tam, kad visiškai pašalintų chromatinę ir sferinę aberacijas, nes, kaip jau mes žinome, kombinacija renkamosios linzės iš crown-glaso ir sklaidomosios linzės iš flint-glaso yra achromatinė. O imdami tokių linzių daugiau, mes paskirstome spindulių nuokrypį ant eilės paviršių ir, kaip aprašyta 6 §, tokiu būdu pasiekiame suėjimą centrinių ir kraštutinių spindulių viename taške.

Taip pat ir mikroskopo okularas sudaromas bent iš dviejų stiklų, turint galvoj tą patį reikalą pašalinti chromatinę ir sferinę aberacijas. Taigi kur mikroskopo objektyvas dar nepašalina galutinai šitų ydų, jas pašalina okularo stiklai. Aprašysime čia du dažniausiai vartojamus okularo tipus, būtent, Ramsdeno ir Huyghenso okularus. Ramsdeno okularas susideda iš dviejų vienodo fokinio ilgio linzių, dažniausiai plokščiai iškilų, atkreiptų iškilais paviršiais viena į kitą atstumo $^2/_3$ vienos linzės fokinio ilgio viena

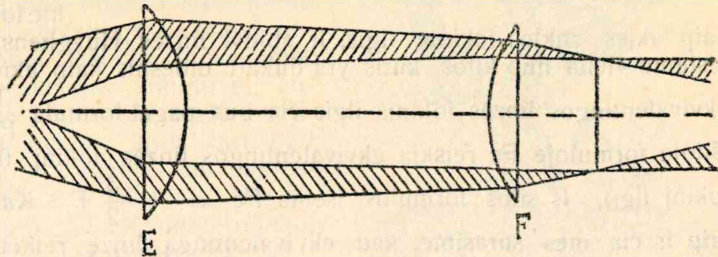
nuo kitos. Viena iš tų linzių, būtent, F (žiūr. 120 pieš.) vadinasi regėjimo lauko stiklas, kita linzė E vadinasi akies stiklas. Į plokščią linzės F paviršių krinta šviesa nuo realaus vaizdo, kurį sudaro objektyvas. Pažymėsime fokinį ilgį kiekvienos linzės raide F. Tad fokinis ilgis kombinacijos arba ekvivalentingos linzės, einant 7 §, bus išreikštas žinoma formula.

$$\frac{1}{F_c} = -\frac{1}{F} - \frac{1}{F} + \frac{2}{3}\frac{F}{F^2} = -\frac{4}{3F}.$$

Iš kur išeina $F = -\frac{3}{4}F$. O tos ekvivalentingos linzės būklę, eidami tuo pačiu 7 §, mes gausime iš

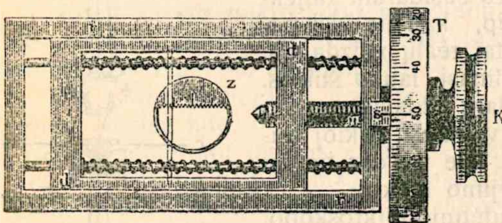
$$d.\frac{Fc}{F} = \frac{2}{3}F.\frac{3}{4}F:F = \frac{1}{2}F.$$

Vadinasi, ekvivalentinga linzė reikia patalpinti užpakaly lauko stiklo F, tarp lauko ir akies stiklų atstumo $^1/_2$ fokinio ilgio vieno iš stiklų. Kad objekto vaizdas susidarytų begalinio atstumo, kuriam normaliai yra akomoduota žmogaus akis, reikia, kad to objekto realus vaizdas, sudarytas mikroskopo objektyvo, būtų ekvivalentingos linzės fokinėje plokšmėje arba, kitaip sakant, kad tas realus vaizdas susidarytų prieš lauko stiklą atstumo $^1/_2$ F nuo jo, nes ekvivalentinga linzė bus užpakaly lauko stiklo atstumo $^1/_2$ F nuo jos, o fokinis ekvivalentingos linzės ilgis yra $^3/_4$ F. Taigi šitoje vietoje, vadinasi, $^1/_4$ ekvivalentingos linzės fokinio ilgio prieš lauko stiklą, reikia ištempti voratinklio siūlus arba patalpinti skalę su smulkiais padalinimais, jeigu mikroskopu norime atlikti tikslius matavimus. Tada siūlų vaizdas arba skalės vaizdas bus taip pat, kaip ir objekto vaizdas, begalinio atstumo, kuriam normaliai yra akomoduota akis, taip kad žiūrint tokiomis sąlygomis akis bus mažiausiai nuvarginta. Nekalbant jau apie tai, kad dviejų linzių E ir F kombinacija (žiūr. 120 pieš.) palengvina pašalinimą chromatinės ir sferinės aberacijų, lauko stiklas F praplečia dar žymiai lauką ta prasme, kad leidžia patekti į akį ir tokiems kraštutiniams spinduliams, kurie be šito stiklo nepasiektų akies. Todel stiklas F ir vadinasi lauko stiklas.



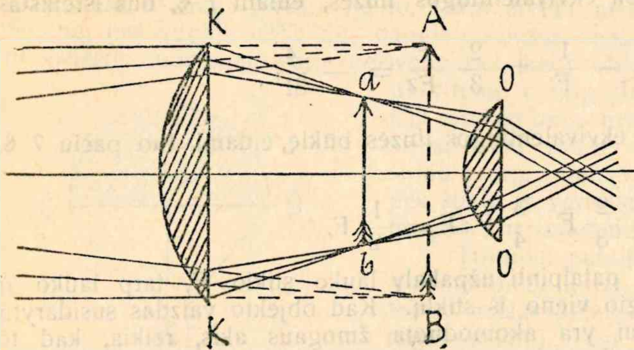
120 pieš.

Visais tais atvejais, kada mikroskopu atliekami matavimai, jis aprūpinamas Ramsdeno okularu. To okularo fokinėje plokšmėje galima patalpinti du voratinklio siūlai, ištempti tarp lengvų rėmelių dd, kaip rodo 121 piešinys, o tie rėmeliai galima sujungti su mikrometriniu sraigtu, kurio galvelė K ir būgnas T randasi iš oro mikroskopo tubo. Tegu atstumas tarp dviejų sraigto vingių arba sraigto eiga yra lygiu $^1/_4$ m.m. ir tegu sraigto būgnas padalintas į 250 dalių. Tad pasukus sraigtą vienu visu apsisukimu, rėmeliai dd ir, vadinasi, siūlai pasistums pirmyn ar atgal $^1/_4$ m.m., o pasukus sraigtą vienu padalinimu rėmeliai ir, vadinasi, siūlai pasistums pirmyn ar atgal 0,001 m.m. Kad sukant sraigtą galima būtų sekti visiškus jo apsisukimus, siūlai slenka ties krumpliuota linija Z, kurios kiekvienas krumplys, arba dantis, atitinka vieną visišką sraigto apsisukimą. Šitas prietaisas, kuriuo dažnai aprūpinami



121 pieš.

mikroskopai, vadinasi okularinis mikrometras. Kadangi Ramsdeno okularo fokas (tiksliai kalbant, ekvivalentingos linzės fokas) randasi iš oro abiejų stiklų, tai Ramsdeno okularas vadinasi teigiamas okularas.

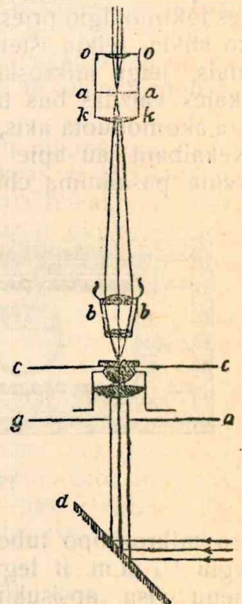


122 pieš.

Huyghens'o okularas (žiūr. 122 pieš.) susideda irgi iš dviejų linzių: lauko stiklo KK ir akies stiklo OO. Abidvi tos linzės plokščiai iškilos ir iškilais paviršiais atkreiptos į šviesos spindulius. Huyghens'as norėjo visų pirma pasiekti sferinės aberacijos pašalinimą ir todel atkreipė į šviesą išgaubtą linzės paviršių, nes, kaip jau matėme 6 §, tokiomis sąlygomis spindulių nuokrypis bus mažesnis ir, be to, dar tas nuokrypis pasidalys keturiems paviršiams. Huyghens'o lauko stiklo fokinis ilgis yra 3 kartus didesnis kaip akies stiklo fokinis ilgis, ir abidvi linzės Huyghens,o okulare patalpintos tokio atstumo viena nuo kitos, kuris yra dukart didesnis kaip akies stiklo fokinis ilgis. Taigi ekvivalentingos linzės fokinis ilgis čia bus pagal formulą $\frac{1}{Fc} = -\frac{1}{3F} - \frac{1}{F} + \frac{2F}{3F^2}$ (šitoje formuloje Fc reiškia ekvivalentingos linzės fokinį ilgį ir F reiškia akies stiklo fokinį ilgį). Iš šitos formulos išeina $Fc = -\frac{3}{2}F$. Kaip ir Ramsdeno okularui, taip ir čia mes surasime, kad ekvivalentingą linzę reikia patalpinti užpakaly lauko stiklo KK atstumo 3F nuo jo arba atstumo F nuo akies stiklo, nes atstumas tarp akies ir lauko stiklų yra lygus 2F. Taigi Huyghens'o kombinacijos fokas randasi tarp lauko ir akies stiklų, ir todel Huyghens'o okularas vadinasi neigiamas okularas. Patalpinus siūlus arba skalę ekvivalentingos linzės fokinėje plokšmėje, kur susidaro nuo objektyvo vaizdas, mes gausime objekto vaizdą ir siūlų vaizdą begalinio atstumo. Bet Huyghens'o okularas šiek tiek sudarko vaizdą, ir todel tiksliems matavimams jis ne labai tinka. Kaip rodo 122 piešinys, lauko stiklas KK pagauna spindulius, kurie ateina nuo objektyvo prieš susidarant objektyvo vaizdui AB ir nukreipia juos į ašį taip, kad jie visi patektų į akies stiklą OO, sudarydami prieš tai realų vaizdą ab. Taigi ir iš čia aišku, kodel stiklas KK vadinasi lauko stiklas.

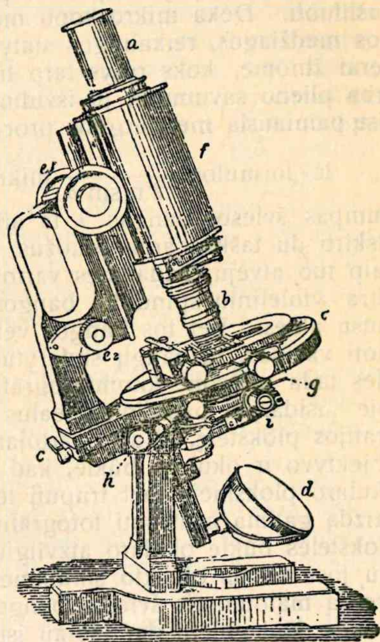
Taigi ir Ramsdeno ir Huyghens'o okularų uždavinys — sudaryti padidintą vaizdą begalinio atstumo, vadinasi, tokioj buklėj, kuriai normaliai yra akomoduota akis. Be to, dar tie du okularai duoda maksimum nušvietimo regėjimo lauko.

Duosime dabar smulkesnį aprašymą sudėtinio mikroskopo. 123 piešinys atvaizduoja spindulių eigą pro tokio mikroskopo stiklus. d yra plokščias arba gaubtas veidrodis, su kurio pagalba lygiagrečių spindulių pluoštas nuo lempos, žvakės arba šiaipjau šviesos šaltinio atmetamas į mikroskopo kondensorių. Kondensorius talpinamas apačioj mikroskopo plotmės arba staliuko c c ir susideda bent iš dviejų renkamųjų linzių, kurios sudaro achromatinę sistemą. Kondensoriaus uždavinys sukoncentruoti, surinkti spindulius į smulkų objektą, kuris padėtas ant mikroskopo staliuko c c paprastai tarp dviejų plonų stiklo plokštelių — objekto plokštelės, ant kurios randasi smulkus objektas, ir pridengiamos, arba užvožiamos, plokštelės,



123 pieš.

kuri uždedama ant objekto. Kondensatoriaus apačioje randasi dar iris, arba diafragma, g g su skyle, kuri galima kada reikiant padidinti arba sumažinti ir kuri galima nustatyti ekscentriškai arba centriškai, norint atsiekti tinkamą ir kiek galint didesnį nušvietimą. Nuo nušviesto smulkaus abjekto prasiskyrusių spindulių kūgis patenka į mikroskopo objektyvą, kuris susideda bent iš dviejų achromatinių ir sferinių linzių b b, dažnai iš keleto tokių linzių. Objektyvas surenka spindulius fokinėje okularo plotmėje. Mikroskopuose dažniausiai vartojamas Huyghenso okularas ir objektyvas mikroskopo turi suvesti spindulius to okularo ekvivalentingos linzės fokinėje plokšmėje.



124 pieš.

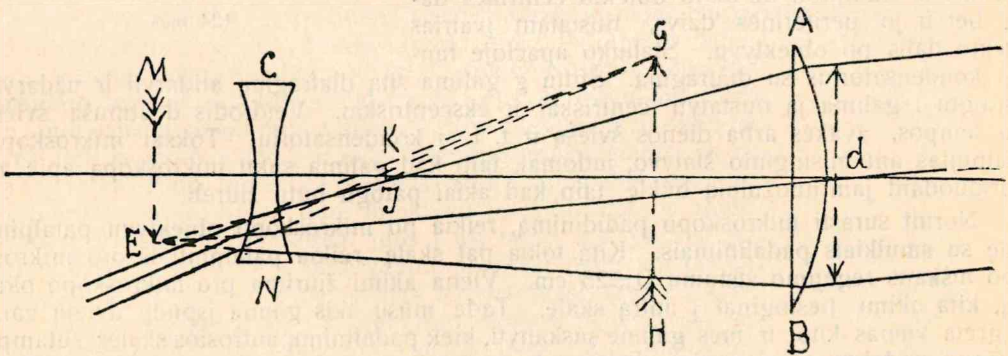
124 piešinys atvaizduoja šių dienų mikroskopą su visomis jo dalimis. Okularas a ir objektyvas b randasi tam pačiam vamzdy, vadinamame mikroskopo tube f. Krumpliaračiu e_1 ir kremaliera, kurios dantys užgriebia krumpliaračio dantis, galima nuosakiai kelti visą tubą augštyn arba leisti jį žemyn, vadinasi, artinti objektyvą prie objekto arba tolinti objektyvą nuo objekto. Tat reikalinga tinkamai nustatyti ir centruoti mikroskopui. Galutinis nustatymas mikroskopo į objektą pasiekiamas sraigtu e_2, kuriuo mikroskopo tubui suteikiami labi maži judėjimai augštyn ar žemyn. Objektas, kuris turi būti permatomas, kaip jau pasakyta, randasi ant mikroskopo staliuko cc, kuris staliukas sukamas. Be to, ant to staliuko randasi poris sukryžiuotų rogelių, kurioms suteikiamas judėjimas mikrometriniais sraigtais. Šitomis rogelėmis galima tinkamai centruoti objektas ir studijuoti ne tik to objekto centrinės dalys, bet ir jo periferinės dalys, nustatant įvairias objekto dalis po objektyvu. Staliuko apačioje randasi kondensatorius su diafragma. Štiftu g galima šitą diafragmą atidaryti ir uždaryti, o sraigtu i galima ją nustatyti centriškai ir ekscentriškai. Veidrodis d atmuša šviesą nuo lempos, žvakės arba dienos šviesą ir t. t. į kondensatorių. Toksai mikroskopai patalpintas ant misinginio štatyvo, judomai, taip kad galima sukti mikroskopą apie ašį h priduodant jam nuožulnią būklę taip, kad akiai patogu būtų žiūrėti.

Norint surasti mikroskopo padidinimą, reikia po mikroskopo objektyvu patalpinti skalę su smulkiais padalinimais. Kitą tokią pat skalę reikia patalpinti iš oro mikroskopo aiškaus regėjimo atstumu $D=25$ cm. Viena akimi žiūrima pro mikroskopo okularą, kita akimi tiesioginai į antrą skalę. Tada mūsų akis gauna įspūdį dviejų vaizdų greta vienas kito, ir mes galime suskaityti, kiek padalinimų antrosios skalės sutampa su vienu padalinimu pirmosios skalės, į kurią žiūrima pro mikroskopą. Šitas skaičius ir bus mikroskopo padidinimas. Del patogumo galima prieš mikroskopo okularą patalpinti ploną stiklo plokštelę kampu 45^0 akiračio atžvilgiu. Tokia plokštelė atmuša spindulius kaip veidrodis nuo skalės, patalpintos iš oro mikroskopo į vieną akį, o spinduliai nuo kitos skalės, patalpintos po mikroskopo objektyvu, pateks į kitą akį, perėję per šitą stiklo plokštelę.

Mikroskopas turi didžiausios reikšmės ne tik mokslo srityje, bet ir sprendžiant įvairius klausimus, surištus su gyvenimo reikalais. Dėka mikroskopo mūsų supratimas biologijos procesų yra pasiekęs, palyginti su praeitais laikais, labai augštą laipsnį ir dėka to instrumento medicina tapo mokslu. Dėka mikroskopo mūsų gyvenimo higienos sąlygos yra daug tobulesnės kaip, sakysime, pora šimtų metų atgal. Tiktai mikroskopas įgalino medikus ir higienistus surasti tikrą priežastį įvairių epidemijų pavidale bacilų ir kitų patogeninių branduolių ir surasti efektyvius kovos būdus su tomis epidemijomis. Praeitais amžiais įvairios epidemijos sunaikindavo daugiau žmonių kaip karai.

Šiandien, galima sakyti, mūsų medikai yra pakankamai apsiginklavę, kad sėkmingai galėtų kovoti su tokiomis katastrofomis, ir ne tik sėkmingai kovoti, bet neprisileisti jų. Nemažesnės reikšmės turi mikroskopas negyvos gamtos procesų tyrinėjimams, ypač petrografijoje ir metalurgijoje, tyrinėjant plonus pjūvius akmenų, mineralų, kristalų, įvairių metalų ir metalų lydinių. Tie pjūviai vadinasi šlifai. Jie turi būti labai ploni ir gerai nušlifuoti. Dėka mikroskopo mes šiandien turime aiškų supratimą apie struktūrą įvairios medžiagos, reikalingos statybai ir gaminimui mūsų darbo įrankių. Mes šiandien gerai žinome, koks ryšys tarp tų ar kitų, sakysime, mechaniškų ir chemiškų geležies arba plieno savumų ir jų išvidinės struktūros ir sudėties, ir todel mes galime kontroliuoti visų painiausią metalurgijos procesą — geležies ir plieno gaminimo procesą.

Iš formulos $\frac{\lambda}{2 n \sin \alpha}$ mikroskopo aikštinamajai galiai aišku, kad paėmus labai trumpas šviesos bangas λ ta aikštinamoji mikroskopo galia padidės, ir mes galėsime atskirti du taškus arba bruožus, kurie randasi daug mažesnio atstumo vienas nuo kito kaip tuo atveju, kada mes vartojame ilgesnes bangas. Bet trumpiausios bangos yra ultra-violetinių spindulių bangos ir Rentgeno spindulių bangos, kurios jau nebeveikia mūsų akies. Bet tos bangos veikia fotografinę plokštelę, ir todel mes galime fotografuoti vaizdus, tų bangų sudarytus, sujungę su mikroskopo okularu fotografinę kamerą. Mes tada turėsime fotomikrografiją. Norint paveikti fotografinę plokštelę, reikia, kad joje susidarytų padidintas realus objekto vaizdas, nes tik šviesos spinduliai veikia fotografijos plokštelę. Taigi vartojant mikroskopą fotografuoti kam, reikia taip suderinti objektyvo ir okularo būklė, kad realus vaizdas nuo objektyvo susidarytų ne fokinėje okularo plokšmėje, bet truputį toliau už jos. Tada okularas duos realų vaizdą ir šitą vaizdą galima centruoti fotografinėj kameros plokštelėj pakeičiant žinomais būdais tos plokštelės būklę okularo atžvilgiu. O gavę fotografiją mes savo akimis pastebėsime jau jose tokias objekto smulkmenas, kurių jokiu būdu negalima pamatyti gavus fotografiją matomomis šviesos bangomis. Taigi fizika ir chemija turi čia galingos priemonės, kad galėtų dar labiau įsigilinti į smulkiausią medžiagos struktūrą.



125 pieš.

Teleskopo uždavinys yra kitoks kaip mikroskopo. Mikroskopo uždavinys nuvaryti sudaryto smulkaus objekto vaizdą į begalinį atstumą ir tokiu būdu padidinus jį įgalinti pamatyti smulkaus objekto detales. Teleskopo uždavinys priartinti tolimo objekto vaizdą, padidinus tuo būdu regėjimo kampą (kampą, kurį sudaro linijos, ištiestos iš akies optikos centro į objekto arba vaizdo krantus). Bet regėjimo kampo padidinimas ir čia reiškia galėjimą pamatyti tolimo objekto tokias detales, kurių mes negalime matyti paprasta akimi.

Teleskopo išradėjas yra Galilejus, kuris išrado tą instrumentą 1609 metais. 125 piešinys atvaizduoja Galilejaus teleskopo schemą. Teleskopas, kaip ir mikroskopas, turi du pagrindinius stiklus: objektyvą AB, palyginti, didelės apertūros d (tuo tarpu mikroskopo objektyvo apertūra yra maža), ir okularą CN. Galilejaus teleskope objektyvą

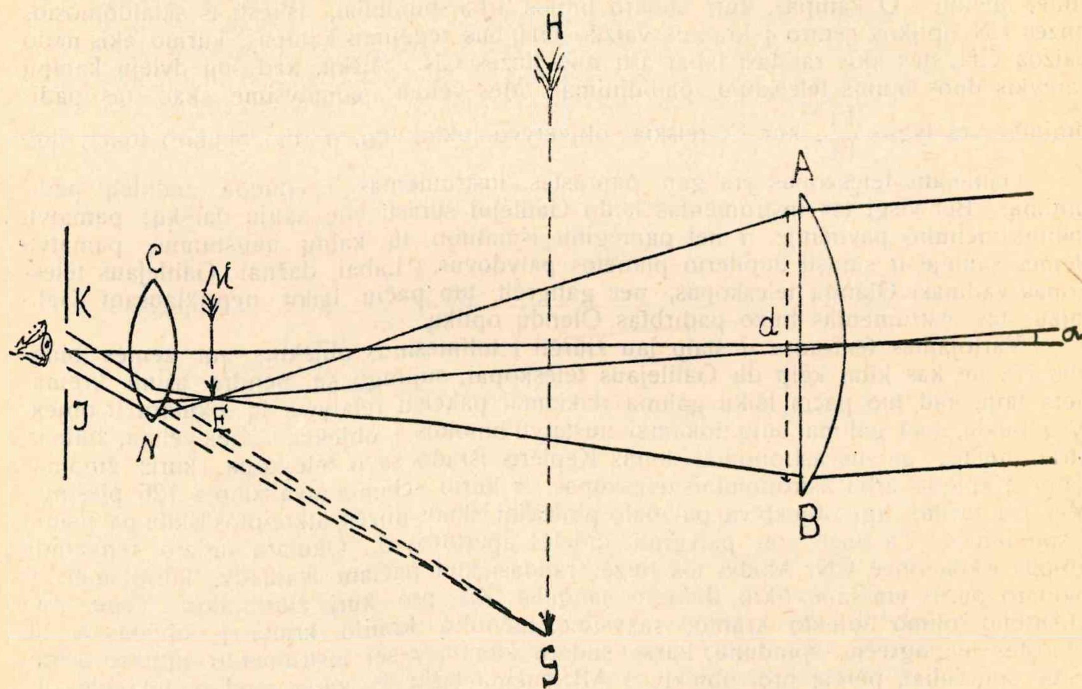
sudaro plokščiai iškila linzė, atkreipta savo iškilu paviršium į šviesos spindulius, o okularą sudaro abipus gaubta linzė, taip kad šitame teleskope tokių dviejų linzių kombinacija jau pakankamai pašalina chromatinės ir sferinės aberacijos ydas. Spinduliai nuo tolimo objekto, sakysime, nuo mėnulio, lygiagrečių spindulių pluošto pavidalo krinta į objektyvą ir jie turi sueiti fokinėje plokšmėje ir duoti mėnulio atvirkščią, realų vaizdą (sumažintą) fokinėje plokšmėję EM. Bet Galilejaus teleskope neleidžiama susidaryti tam realiam vaizdui, patalpinus spindulių pakeliui, prieš susidarant vaizdui, sklaidomąją linzę CN, kuri išsklaido einančius pro ją spindulius, taip kad žiūrint pro ją atrodo, kad tie spinduliai išeina iš objekto begalinio atstumo, kada sklaidomoji linzė CN patalpinta taip, kad objektyvo AB fokinė plokšmė EM rastųsi gangreit fokiniame atstume linzės CN nuo tos linzės (truputį toliau). 125 piešinys rodo eigą spindulių, kurie sudaro vaizdą viršutinio mėnulio kranto. Pagaliau to viršutinio mėnulio kranto vaizdas bus taške G. Tuo pat būdu susidaro apatinio mėnulio kranto vaizdas taške H. Taigi mes čia gauname padidintą, tiesioginį, bet menamą objekto vaizdą. Tiesioginis vaizdas neturi ypatingos reikšmės žiūrint į mėnulį arba į kitus dangaus kūnus, bet yra patogus dalykas žiūrint į įvairius tolimus objektus žemėj. Tas yra Galilejaus teleskopo patogumas. Kitas to teleskopo patogumas yra tas, kad jis yra trumpas, taip kad galima nešioti jį kišenėje. Bet tuo teleskopu negalima matuoti, nes norint gauti voratinklio siūlų vaizdą ten, kur susidaro objekto vaizdas reikėtų tuos siūlus patalpinti plokšmėje EM ten, kur turėtų susidaryti realus vaizdas, nuo objektyvo. Bet tada tie siūlai būtų tarp akies ir okularo ir apsunkintų akiai matyti vaizdą.

Iš 125 piešinio aišku, kad kampas, kurį sudaro instrumento optikos ašis su viduriniu spinduliu, bus pusė regėjimo kampo, kuriuo akis tesioginai mato tolimą objektą, sakysime, mėnulį. O kampas, kurį sudaro linijos arba spinduliai, ištiesti iš sklaidomosios linzės CN optikos centro į krantus vaizdo GH, bus regėjimo kampas, kuriuo akis mato vaizdą GH, nes akis randasi labai arti nuo linzės CN. Aišku, kad šitų dviejų kampų santykis duos mums teleskopo padidinimą. Mes vėliau pamatysime, kad tas padidinimas yra lygus $\frac{F_1}{F_2}$, kur F_1 reiškia objektyvo fokinį ilgį, o F_2 okularo fokinį ilgį.

Galilejaus teleskopas yra gan paprastas instrumentas ir duoda nedidelį padidinimą. Bet visgi tas instrumentas leido Galilejui surasti eilę naujų dalykų: pamatyti kalnus mėnulio paviršiuje ir net pamėginti išmatuoti tų kalnų augštumus, pamatyti dėmes saulėje ir surasti Jupiterio planetos palydovus. Labai dažnai Galilejaus teleskopas vadinasi Olandų teleskopas, nes gangreit tuo pačiu laiku nepriklausant Galilejaus tas instrumentas buvo padirbtas Olandų optikų.

Vartojamas teatruose ir šiaip jau žiūrėti į tolimesnius objektus ant žemės binoklis yra ne kas kita, kaip du Galilejaus teleskopai, sujungti su bendra ašimi kremaliera taip, kad tuo pačiu laiku galima reikiamai pakeisti relatyvią jų okularų ir objektyvų būklę, kad galima būtų tinkamai nustatyti binoklis į objektą. Kiek vėliau, būtent, 1611 metais, garsus astronomas Jonas Kepleris išrado savo teleskopą, kuris žinomas kaipo Keplerio arba astronominis teleskopas, ir kurio schemą atvaizduoja 126 piešinys. Mes čia turime irgi objektyvą pavidalo plokščiai iškilos linzės, atkreiptos iškilu paviršium į spindulius. Ta linzė yra, palyginti, didelės apertūros d. Okularą sudaro renkamoji abipus iškila linzė CN. Abidvi tos linzės randasi tam pačiam vamzdy, kurio gale iš okularo pusės yra tam tikro didumo langelis KJ, pro kurį žiūri akis. Tegu nuo viršutinio tolimo objekto kranto, sakysime, mėnulio kranto krinta į objektyvą ab pluoštas lygiagrečių spindulių, kurie sudaro kampą α su instrumento optikos ašimi. Šitie spinduliai, perėję pro objektyvą AB, sueina taške E, kuris randasi fokinėje objektyvo plokšmėje. Atstumo mažesnio kaip jo fokinis ilgis nuo objektyvo fokinės plokšmės patalpintas okularas CN. Taigi tas okularas vaidina čia žinomą jau mums lupos vaidmenį ir išsklaido spindulius iš taško E taip, kad taške G susidaro menamas vaizdas taško E. Tokiu pat būdu, neparodytu piešiniu, susidaro taške H menamasis vaizdas kito apatinio mėnulio kranto. Taigi astronominis teleskopas duoda padidintą, atvirkščią ir menamą objekto vaizdą.

Pažymėsime tolimo objekto ilgumą raide L ir kampą, kuriuo jis matomas akimi, raide α. Kadangi objektas randasi labai toli, atstumo d, tai α bus ir kampas, kurį sudaro spinduliai, ištiesti į objekto apatinį ir viršutinį taškus iš objektyvo optikos centro. Taigi kampas $\alpha = \frac{L}{d}$ arba $L = \alpha d$. Kadangi realus vaizdas EM susidaro fokinio atstumo nuo objektyvo, tai pažymėję objektyvo fokinį ilgį raide F_1 mes turėsime $\frac{EM}{L} = \frac{F_1}{d}$ arba $EM = L. \frac{F_1}{d}$. Tegu vaizdas GH nuo okularo CN susidaro atstume D nuo okularo. Pažymėję šito vaizdo didumą raide L_1 ir okularo fokinį ilgį raide F_2, mes turėsime $\frac{L_1}{EM} = \frac{D}{F_2}$, nes realus vaizdas EM susidaro gangreit fokiniam atstume F_2 nuo okularo. Iš čia $L_1 = EM. \frac{D}{F_2} = L. \frac{F_1}{d} . \frac{D}{F_2}$. Tad kampas, kurį sudaro spinduliai, ištiesti iš okularo optikos centro į apatinį ir viršutinį taškus vaizdo GH, bus $\alpha_1 = \frac{L_1}{D} = L \frac{F_1}{F_2} . \frac{1}{d} = \alpha . \frac{F_1}{F_2}$, nes $L = \alpha d$. Bet tai bus ir kampas, kuriuo akis, patalpinta ties pat okularu, mato vaizdą GH. O padidinimas yra lygus santykiui regėjimo kampų per teleskopą ir tiesioginai. Taigi teleskopo padidinimas bus $\frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{F_1}{F_2}$, žodžiais: teleskopo padidinimas yra lygus santykiui jo objektyvo ir okularo fokinių ilgių. Šitas padidinimas, lygiai kaip ir samprotavimai, kuriais mes prie jo priėjome, galioja kaip Keplerio, taip ir Galilejaus teleskopui.



126 pieš.

Duosime čia dar kitą teleskopo didinamosios formulos išvadą. Pažymėsime objektyvo AB (žiūr. 126 pieš.) apertūrą (diametrą) raide d. Mes galime žiūrėti į objektyvą kaipo į objektą, patalpintą prieš okularą CN. Tegu objektyvo vaizdas bus

atstume f nuo okularo iš okularo kitos pusės. Santykiui objekto ir vaizdo galioja žinoma mums linzės formula $\frac{1}{f} + \frac{1}{d'} = \frac{1}{F}$. Kadangi čia d' yra objektyvo atstumas nuo okularo, o astronominiam teleskope tas atstumas yra lygus gangreit sumai objektyvo ir okularo fokinių ilgių, tai čia mes turėsime formulą: $\frac{1}{f} + \frac{1}{F_1 + F_2} = \frac{1}{F_2}$ (F_1 čia reiškia objektyvo fokinį ilgį, o F_2 okularo). Iš šitos formulo išeina $f = \frac{F_2 (F_1 + F_2)}{F_1}$. Pažymėsime objektyvo vaizdo didumą, kuris susidaro pro okularą, raide I. Tad santykis didumų vaizdo ir objekto bus lygus

$$\frac{I}{d} = \frac{f}{F_1 + F_2} = \frac{F_2 (F_1 + F_2)}{F_1 (F_1 + F_2)} = \frac{F_2}{F_1}.$$

Iš čia išeina $I = d . \frac{F_2}{F_1}$. Šitą dydį Abbe vadina instrumento spindulių išėjimo lėlyte. Iš 126 piešinio aišku, kad objektyvo vaizdas sudaro su okularo optikos centru kampą, kurį apibrėžia spinduliai, einą per taškus J ir K. Teleskopas šitoje vietoje turi langelį JK, pro kurį žiūri akis. Taigi Abbe spindulių išėjimo lėlytė bus ne kas kita, kaip teleskopo akies grandis. Iš santykio $I = d. \frac{F_2}{F_1}$ mes gausime teleskopo padidinimą kaipo $\frac{d}{I} = \frac{F_1}{F_2}$. Taigi teleskopo padidinimas yra lygus objektyvo diametrui (apertūrai), padalintam iš akies grandies diametro (apertūros).

Kad visi iš akies grandies išėję spinduliai patektų į akį, reikia, kad teleskopo akies grandies diametras būtų mažesnis, kaip žmogaus akies lėlytės diametras. Tai išeina, kad instrumento akies grandies diametras turi būti ne didesnis kaip 0,5 cm. Taigi didindami objektyvo apertūrą ir mažindami instrumento akies grandies diametrą, mes teoretiškai galime turėti teleskopą bet kurio padidinimo. Bet ir čia, peržengę tam tikras padidinimo ribas, mes nieko nebelaimėsime detalių matymo atžvilgiu, nes ir teleskopo aikštinamoji galia turi tam tikras ribas, perėję kurias mes gausime didesnį vaizdą, bet be jokių naujų detalių.

Nustačius teleskopą į šviesų tašką, sakysime, į žvaigždę, mes gausime vaizdą tos žvaigždės ne taško pavidalu, bet pavidalu mažo ratuko, kuris bus apsuptas viena arba dviem silpniau nušviestom grandim (žiedais). Toksai vaizdas bus difrakcijos vaisius, apie kurią mes kalbėsime viename iš tolesnių straipsnių. Čia tik pažymėsime šitą fenomeną kaipo faktą. Stipinas tamsios grandies, kuri apsupa šviesų ratuką, išreiškiamas tokia formula: $1{,}22 \frac{F\lambda}{d}$. Čia F reiškia objektyvo fokinį ilgį, λ bangos ilgį tų šviesos spindulių, kurie krinta į objektyvą, ir d objektyvo diametrą, arba apertūrą. Iš formulos aišku. kad didinant F be atitinkamo padidinimo d šviesaus ratuko didumas augs, kiekvienas objekto taškas duos savo ratuką, ir tokiu būdu vaizdo granulacija bus padidinta.

Mažiausias atstumas, nuo kurio galima atskirai pamatyti dvi žvaigždės pro teleskopą, būna tada, kada vienos žvaigždės ratuko centras randasi kitos žvaigždės pačioj vidutinėj tamsiojoj grandy. Bet tada atstumas tarp dviejų vaizdų objektyvo fokinėje plokšmėje, einant difrakcijos teorija, bus $1{,}22 \frac{F\lambda}{d}$. Tai reiškia, kad tokios dvi žvaigždės, kurios sudaro su mūsų akimi kampą $1{,}22 \frac{\lambda}{d}$, galima bus atskirai matyti teleskope. Taigi šitą kampą galima pavadinti teleskopo aikštinamąja galia. Jis yra lygus $\frac{12{,}5''}{d}$ šviesos bangoms ilgumo 5×10^{-5} cm. ir matuojant objektyvo diametrą irgi centimetrais.

Teleskopai Galilejaus ir Keplerio vadinasi teleskopai refraktoriai, nes jie remiasi šviesos refrakcija (lūžimu). Didžiausias pasaulio refraktorius randasi Yerkes observatorijoje, Šiaurės Amerikos Jungtinėse Valstybėse netoli nuo Chicago. Tasai refraktorius teleskopas turi didžiausią objektyvą, kurio apertūra (diametras) yra lygi 100 cm., o fokinis ilgis 19,5 metro. Šitas objektyvas žinomas kaipo Yerkes objektyvas. Taigi Yerkes objektyvo aikštinamoji galia bus $\frac{12{,}5''}{100} = {}^{1}/_{8}''$. Tai yra žinoma šiandien smarkiausia aikštinamoji galia. Prisieina manyti, kad Yerkes teleskope pasiektos teloskopo aikštinamosios galios ribos, nes pagaminti objektyvas tokio didumo yra labai sunkus dalykas, o ypač pasiekti visiškas stiklo vienodumas tokio didumo linzėje. Reikia manyti, kad dar didesnis stiklas turės išvidinį įtempimą savo svorio įtakoje, ir tada jau mes nebeturėsime izotropinio stiklo. Taigi maža šansų, kad pasisektų pagaminti dar didesnis objektyvas, kaip Yerkes objektyvas.

Iš teleskopo akies grandies formulos $\frac{F_2}{F_1} \cdot d$ išeina, kad okularo fokinis ilgis turi irgi tam tikrą maksimumą, duodant objektyvo apertūrą ir jo fokinį ilgį. Kada akies grandies diametras darosi mažesnis kaip ${}^{1}/_{12}$ cm., tai regėjimas darosi nepatogus.

Jau mes minėjome, kad einant Helmholtz'u akies aikštinamoji galia yra lygi kampui 1,5'. Vadinasi, Yerkes objektyvo padidinimas yra lygus $1{,}5' . 60 : \frac{1}{8} = 720$. Tai reiškia, kad smarkiausią aikštinamąją galią atitinka šitas padidinimas.

Astronominio teleskopo objektyvas visuomet yra sudėtinis achromatinis stiklas, sudarytas iš kombinacijos renkamosios linzės iš crown-glaso ir sklaidomosios linzės iš flint-glaso. Okularas gi dažniausiai būna Ramsdeno, nes kaip mes matėme ištempus voratinklio siūlus Ramsdeno okularo fokinėje plokšmėje, mes gausime tų siūlų vaizdą toje pat vietoje, kur bus ir objekto vaizdas ir, vadinasi, galime tada naudotis teleskopu, norėdami matuoti.

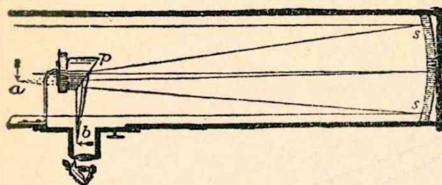
Astronominio teleskopo padidinimas nustatomas dviem metodais. Vienas metodas yra tas, kad objektyvas nušviečiamas lempa ir dūminame stikle gaunamas pro okularą objektyvo vaizdas, kitaip sakant, tas objektyvo vaizdas gaunamas pro teleskopo akies grandį. Išmatavę šito vaizdo diametrą, mes gausime teleskopo padidinimą, padalinus vaizdo diametrą objektyvo diametru. Šitas metodas remiasi instrumento akies grandies diametro formula $\frac{F_2}{F_1} \cdot d$.

Kitas būdas teleskopo padidinimui surasti yra toks. Dideliam atstume nuo teleskopo fiksuojama balta skalė su nonijum, kurį galima stumti išilgai skalės. Teleskopas nustatomas į tą skalę ir į ją žiūrima viena akimi pro teleskopą, o kita akimi tiesiog. Mes tada matome du vaizdus greta. Nonijus, arba šiaip jau tiesyklė, stumiamas išilgai skalės pakol vaizdas skalės dalies, apimtos nonijum arba tiesykle ir matomas pro teleskopą, pasidarys lygus visai skalei, kuri matoma kita akimi tiesioginai. Taigi padalinę visos skalės ilgumą iš ilgumo tos jos dalies, kuri atkirsta nonijum arba tiesykle, mes gausime teleskopo padidinimą.

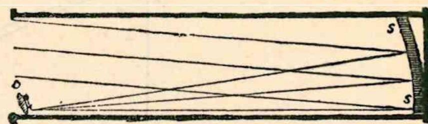
Teleskopas turi tokios pat reikšmės tolimoms erdvės dalims pažinti, ypač astronomijoje kosmiškiems kūnams pažinti, pav., saulei ir jos palydovams ir žvaigždėms, kaip mikroskopas labai mažoms dalelėms materijos ir labai mažiems gyviams. Atvirkščias vaizdas dangaus kūno, kurį mes matome teleskopu, netrukdo šito pažinimo, nes šitą vaizdą mes visuomet turime pavidalu labai mažo disko, gangreit taško nuo žvaigždžių ir pavidalu didesnio disko nuo saulės, mėnulio ir kitų saulės sistemos kūnų. Užmovę ant teleskopo okularo fotografinę kamerą, mes sugebame surasti tokias žvaigždes ir aplamai tokių švytimųjų kūnų, kurių mes tiesioginai nematome del jų šviesos silpnumo arba del to, kad tie kūnai yra labai toli nuo mūsų, arba del to, kad jie leidžia silpną šviesą. Bet užmovę fotografinę kamerą ant teleskopo okularo, mes galime eksponuoti tam tikrą dangaus vietą ištisas valandas, ir jeigu toje vietoje būtų švytimųjų kūnų,

tai jie bus nufotografuoti, ir išraiškinę fotografinę plokštelę mes juos pamatysime. Taip pat, užmovę ant teleskopo okularo spektroskopą, mes pamatysime tos ar kitos žvaigždės spektrą ir spręsime iš to spektro apie žvaigždės medžiaginę sudėtį arba dar geriau užmovę fotospektrografą (kombinacija spektroskopo ir fotografinės kameros) mes nufotografuosime spektrą net ir tokių dangaus kūnų, kurių del jų tolumo ar jų šviesos silpnumo mes tiesioginai nepamatysime. Taigi pastaraisiais laikais išaugo didelė fizikos sritis, būtent, dangaus fizika arba astrofizika, kuri duodama mums gilesnį supratimą erdvės bedugnių, tuo pačiu laiku padeda mums geriau suprasti ir kai kuriuos labai artimus mums dalykus žemėj.

Šiandien įvairiose pasaulio astronomijos observatorijose veikia milžiniški refraktoriai, kaip jau mūsų paminėtas Yerkes refraktorius Amerikoje. Bet buvo laikas, kada buvo vartojami teleskopai reflektoriai, kuriuose gaubtas veidrodis sudaro vaizdą tolimo dangaus kūno. Kaip jau mes matėme Newton'as, išradęs spektrą, surado ir optikos stiklų chromatinės aberacijos tikrą priežastį. Kadangi Newton'as buvo giliai įsitikinęs, kad šviesos dispersija ir nuokrypis yra du ankštai susiję dalykai, tai jis manė, kad šita optikos stiklų yda negali būti pašalinta ir todel liovėsi daręs pastangas pagaminti linzes be sferinės ir chromatinės aberacijų, norėdamas padirbti gerą teleskopą. Taigi jis pirmutinis sumanė pavartoti teleskopams sferišką gaubtą veidrodį ir pats savo rankomis padirbo tokį teleskopą ir pristatė jį 1672 metais Anglijos mokslo karaliaus draugijai Londone. Šitas Newton'o pirmutinis teleskopas reflektorius randasi ir šiandien minėtos draugijos muziejuje Londone. 127 piešinys atvaizduoja Newton'o teleskopo schemą.



127 pieš.



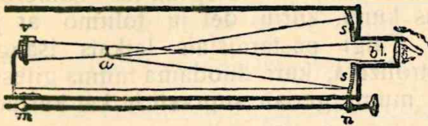
128 pieš.

Mes čia turime atdarą iš vieno galo vamzdį. Į uždarą šito vamzdžio galą įdėtas gaubtas veidrodis ss, į kurį pro atdarą vamzdžio galą krinta lygiagrečiai spiuduliai nuo tolimo dangaus kūno, sakysime, žvaigždės. Atšokę nuo gaubto veidrodžio, tie spinduliai turėtų sueiti veidrodžio foke. Bet jų pakeliui Newton'o teleskope tarp veidrodžio ir jo foko, netoli nuo foko, patalpintas plokščias veidrodis p kampu 45^{o}, taip kad šviesos spinduliai antrą kartą atšokę nuo šito veidrodžio sudaro objekto vaizdą taške b. Į šitą vaizdą žiūrima pro okularą arba pro lupą, įdėtą į trumpą šoninį vamzdį, kuris prijungtas prie teleskopo vamzdžio. Centruoti ir nustatyti mes turime čia sraigtus, kuriais galima keisti plokščio veidrodžio p ir okularo būklė. Aišku, kad čia susidaro atvirkščias objekto vaizdas, kurį šiek tiek padidina lupa.

Remdamasis tais pačiais principais didis Anglijos astronomas Herschelis XVIII šimtmetyje padirbo didelį teleskopą reflektorių, vadinamąjį Herschelio teleskopu. Šitą teleskopą atvaizduoja 128 piešinys. Čia irgi mes turime gaubtą veidrodį ss, įdėtą į uždarą teleskopo vamzdžio galą, bet nuožulniai. Taigi lygiagrečių spindulių pluoštas nuo tolimo kūno krinta čia į veidrodį nuožulniai ir atšokęs sudaro objekto vaizdą arti nuo teleskopo vamzdžio sienos. Į šitą vaizdą žiūrima pro lūpą o. Herschelio teleskopas yra tuo geresnis už Newton'o teleskopą, kad čia mes turime tik vienakartį spindulių atspindėjimą ir, vadinasi, mažesnį šviesos nuostolį kaip Newton'o teleskope, kur vaizdas susidaro dukart atšokus spinduliams. Bet antra vertus, naudojantis Herschelio teleskopu stebėtojo galva sulaiko dalį šviesos, nes stebėtojas čia stovi prie atdaro teleskopo galo atgręžęs nugarą į šviesą.

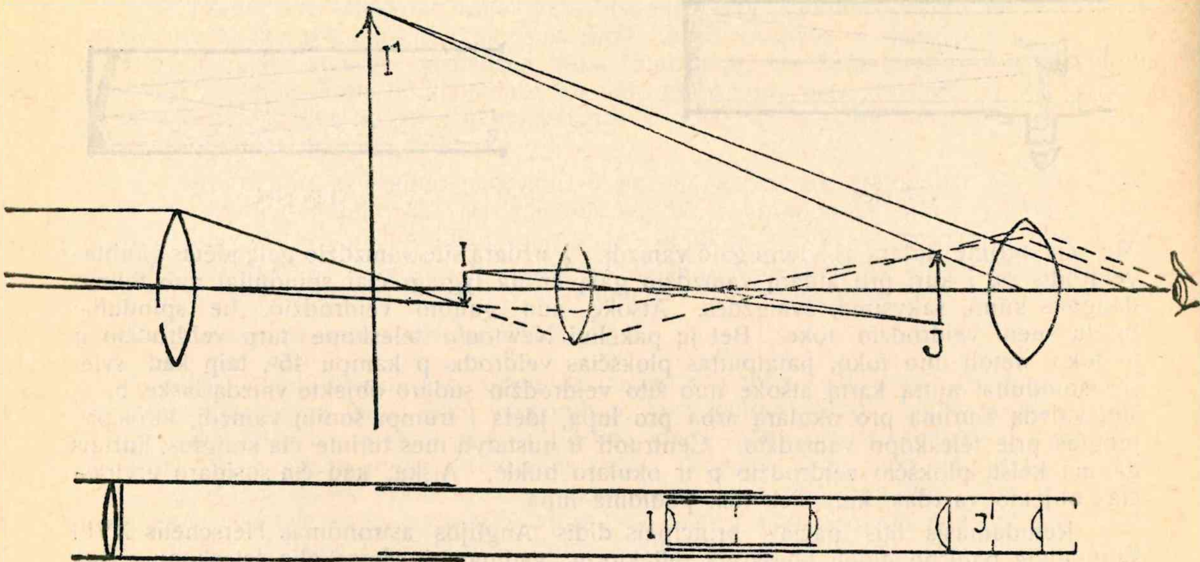
Pažymėsime čia dar trumpai Gregory teleskopą-reflektorių, kurį atvaizduoja 129 piešinys. Čia mes irgi turime didelį vamzdį, į kurio vieną galą įdėtas gaubtas veidrodis ss su skyle vidury. Ties ta skyle prie teleskopo vamzdžio galo prijungtas

trumpesnis ir siauresnis vamzdis, į kurio galą įdėta lupa. Lygiagrečių spindulių pluoštas nuo tolimo objekto atšokęs nuo gaubto veidrodžio ss duoda objekto realų ir atvirkščią vaizdą plotmėje a. Šviesa nuo šito realaus vaizdo krinta į kitą mažiuką gaubtą veidrodį v taip, kad atsimušus spinduliams nuo šito veidrodžio susidaro vaizdas plotmėje b. Į šitą vaizdą žiūrima pro padidinimo stiklą. Sraigtais n ir m galima reguluoti veidrodžių ss ir v būklė, norint geriau nustatyti teleskopą į objektą.



129 pieš.

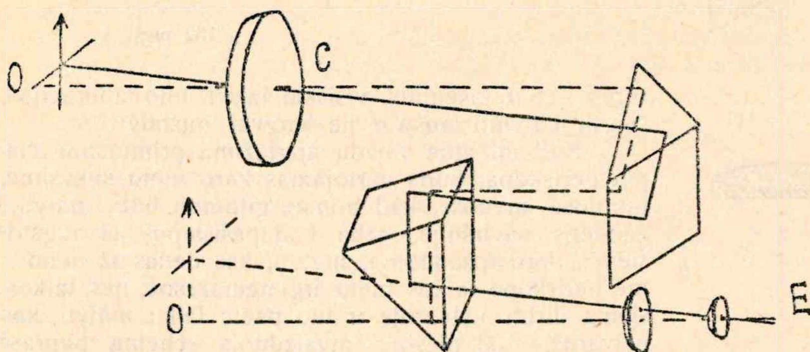
Newton'o teleskopas yra gana mažas instrumentas, bet šiaip jau teleskopai reflektoriai būna labai dideli, galima sakyti, milžiniški. Taip Herschelio ir lordo Rosse teleskopų veidrodžiai turi diametrus apie du metrus. Šitie teleskopai buvo, galima sakyti, išimtinai vartojami nuo Newton'o laikų ligi XIX šimtmečio, kada pasisekė išaiškinti chromatinės aberacijos pašalinimo būdus. Nuo to laiko pradėta vis labiau ir labiau vartoti teleskopai refraktoriai, nes pastarieji, nors ir žymiai brangesni del sunkenybių, surištų su gerų stiklų gaminimu, tuo praneša teleskopus reflektorius, kad duoda ir žymiai šviesesnį regėjimo lauką ir galima matyti daugiau detalių. Bet del pigumo ir šiandie dar gaminami teleskopai reflektoriai, kur yra reikalo turėti didelį instrumentą, ypač imant domėn, kad šiandie, palyginti, lengva pagaminti gerą gaubtą veidrodį, paėmus paprastą gaubtą stiklą ir sidabro druskų chemiška redukcija pasidabrinus šitą paviršių. Toks pasidabravimas, reikalui esant, lengva atnaujinti.



130 pieš

Astronominis teleskopas nepatogus stebėti objektams žemėje, nes jis duoda atvirkščią vaizdą. Patogus Galilejaus teleskopas, kuris duoda tiesioginį vaizdą, bet Galilejaus teleskopo padinimas mažas ir, be to, kaip jau anksčiau paminėta, tuo teleskopu negalima matuoti. Todel stebėti objektams žemėje vartojamas žemės teleskopas, arba žiūronas, kuriame pagalba bent dviejų priedinių linzių atvirkščias vaizdas apgręžiamas, ištiesiamas, taip kad pagaliau matomas tiesioginis vaizdas. Apgręžti vaizdas galima dviem būdais. Jeigu mes astronominį teleskopą aprūpinsime vieton Huyghenso arba Ramsdeno okularo mikroskopu (vienu žodžiu, sujungsime teleskopo objektyvą su mikroskopu), tai atvirkščias nuo objektyvo vaizdas bus ap-

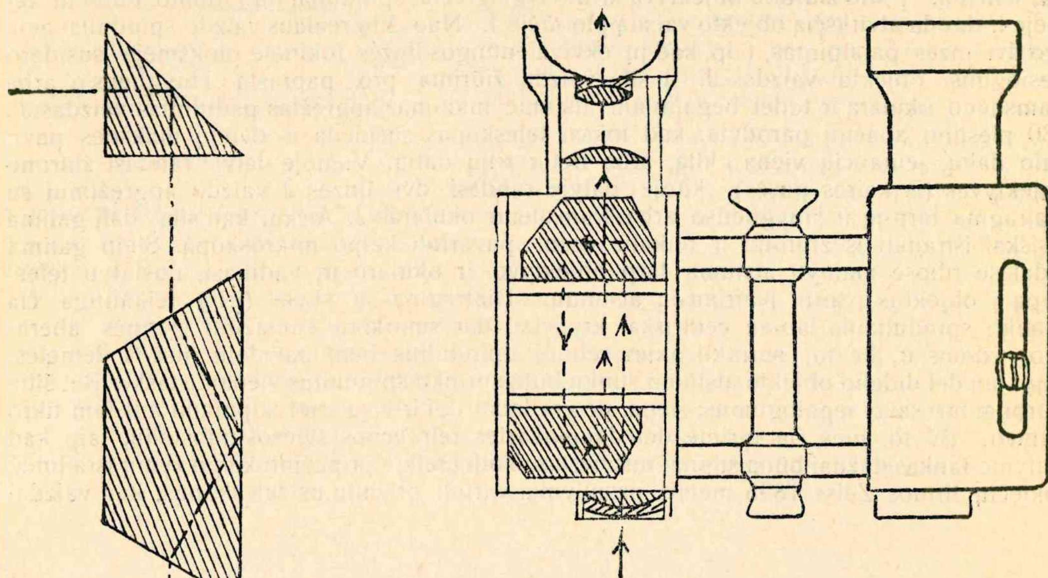
gręžtas arba ištiestas mikroskopo, nes mikroskopas, kaip jau mes žinome, duoda atvirkščią vaizdą (taigi čia pagaliau gaunamas atvirkščias atvirkščio vaizdo vaizdas, t. y. tiesioginis vaizdas). 130 piešinys atvaizduoja tokio tiesioginio regėjimo teleskopo, arba žiūrono, schemą. Į šito žiūrono objektyvą krinta lygiagrečiai spinduliai nuo tolimo objekto žemėje ir duoda atvirkščią objekto vaizdą plotmėje I. Nuo šito realaus vaizdo spinduliai eina pro dvi linzes, patalpintas, taip, kad jų ekvivalentingos linzės fokinėje plokšmėje susidaro tiesioginis objekto vaizdas J. Į šitą vaizdą žiūrima pro paprastą Huyghens'o arba Ramsdeno okularą ir todel begaliniam atstume matomas apgręžtas padidintas vaizdas J'. 130 piešinio apačioj parodyta, kad toksai teleskopas susideda iš dviejų makšties pavidalo dalių, įeinančių viena į kitą, arba net ir trijų dalių. Vienoje dalyje randasi žiūrono objektyvas (iš kairės pusės), kitoje dalyje randasi dvi linzės J vaizdo apgręžimui su diafragma tarp jų ir Huyghenso arba Ramsdeno okularas J. Aišku, kad šitą dalį galima visiškai ištraukti iš žiūrono ir reikalui esant pavartoti kaipo mikroskopą. Šiaip galima didelėse ribose mainyti atstumą tarp objektyvo ir okularo ir, vadinasi, nustatyti teleskopą į objektus įvairių įvairiausių atstumų. Diafragma su skyle (iris) reikalinga čia suteikti spinduliams labiau centriškai krypčiai, dar smarkiau sumažinti sferinės aberacijos ydoms ir, be to, surinkti akies retinoj spindulius bent pavidalu mažos dėmelės, jeigu jau del didelio objekto atstumo sunku būtų surinkti spindulius viename taške. Bet šitie žiūronai turi savo nepatogumus: viena, jie yra labai ilgi ir visuomet talpinami ant tam tikro štatyvo. Be to, mes čia turime del daugiakartės refrakcijos šviesos nuostolių, taip kad matymo laukas dažnai būna silpnai nušviestas. Todel reikia pripažinti kaipo žymų išradimą, vokiečių firmos Zeiss 1895 metais pasiūlymą, vartoti prizminius teleskopus, kur vaizdai



131 pieš.

apgręžiami kartotiniu atspindžiu tiesiakampėse prizmose. Mes jau 4 § pabrėžėme šitą tiesiakampių prizmų savumą ir parodėme, kad su prizmos pagalba galima suteikti šviesos spinduliams tokią kryptį, kokia tik reikalinga. 131 piešinys schematiškai atvaizduoja vaizdo apgręžimą dviem tiesiakampėm prizmom, pastatytom tiesiu kampu viena kitos atžvilgiu. Spinduliai nuo objekto 0 pereina iš pradžios pro renkamąją linzę, kuri yra teleskopo objektyvas, paskui patenka į vieną iš prizmų, kur atšoka dukart. Tuo pačiu laiku atvirkščias objektyvo C vaizdas apgręžiamas, taip kad susidaro tiesioginis vaizdas, bet pasuktas iš dešinės į kairę pusę. Taigi antra prizma reikalinga tam, kad, paliekant vaizdą tiesioginį, būtų galima pasukti jis iš kairės į dešinę pusę. Einant pro antrą prizmą spinduliai atspindi irgi dukart ir pagaliau išėję iš prizmos patenka į okularą, taip kad akis E, patalpinta ties okularu, mato tiesioginį padidintą vaizdą plotmėje 0. Sujungę du tokius teleskopus taip, kad galėtume žiūrėti į vieną viena akimi, į kitą kita akimi ir ta pačia kremaliera keisti relatyvų atstumą tarp objektyvo ir okularo, mes turėsime labai patogų prizminį binokularą, kurį atvaizduoja 132 piešinys.

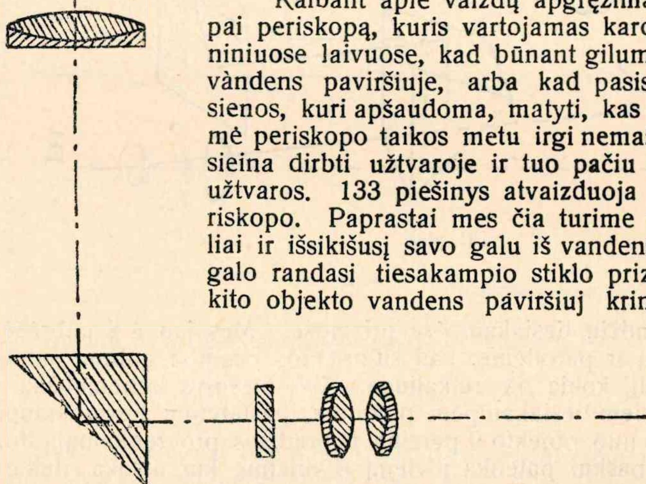
Čia irgi mes aiškiai matome, kad spindulys, patekęs pro objektyvą, pereina per aparatą tris sykius, iš pradžios augštyn, paskui žemyn ir pagaliau vėl augštyn ir tik tada patenka į okularą. Šitie prizminiai instrumentai labai patogūs, nes jie nedideli, galima



132 pieš.

turėti net ir kišeninis, visiškai laisvi nuo aberacijos, turi labai šviesų matymo lauką ir jie lengvai nustatyti.

Kalbant apie vaizdų apgręžimą priminsime čia dar trumpai periskopą, kuris vartojamas karo metu, sakysime, pavandeniniuose laivuose, kad būnant gilumoje būtų matyti, kas dedasi vàndens paviršiuje, arba kad pasislėpus už augštos ir tvirtos sienos, kuri apšaudoma, matyti, kas dedas už sienos. Bet reikšmė periskopo taikos metu irgi nemažesnė, nes taikos metu prisieina dirbti užtvaroje ir tuo pačiu laiku matyti, kas dedasi už užtvaros. 133 piešinys atvaizduoja schemą paprasčiausio periskopo. Paprastai mes čia turime vamzdį, patalpintą vertikaliai ir išsikišusį savo galu iš vandens. Ant išsikišusio vamzdžio galo randasi tiesakampio stiklo prizma. Spinduliai nuo to ar kito objekto vandens páviršiuj krinta į tą prizmą ir iš vidaus atšokę išeina iš jos į kitą prizmą, čia vėl iš vidaus atspindi, patenka į objektyvą pavidalo achromatinės linzių kombinacijos, perėję pro šitą linzę krinta vėl į tiesiakampę prizmą, bet apgręžtą kampu

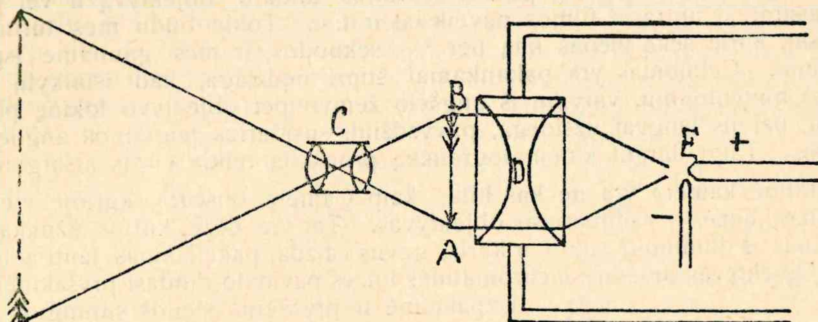


133 pieš.

90° iš atžvilgio į pirmąją prizmą ir atšokę šitoje prizmoje išeina iš jos ir patenka pagaliau į okularą, taip kad stebėtojas, būdamas giliai vandeny, mato to ar kito objekto aiškų vaizdą vandens paviršiuj

Pagaliau aprašysime čia dar du optikos instrumentus, šiandien įgijusius didelės reikšmės kaipo mokamosios ir tyrinėjamosios priemonės, būtent, proekcijos aparatą ir fotografinę kamerą. 134 piešinys atvaizduoja proekcijos aparato schemą. Šviesos

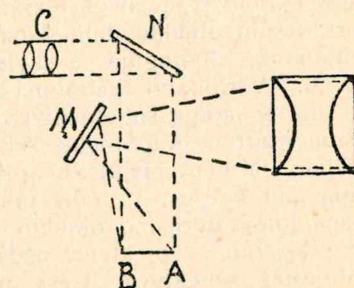
šaltinis čia visuomet būna galingas Volto lankas E, dažniausiai tokios konstrukcijos, kad teigiama anglis užima gulsčią būklę, o neigiama anglis vertikalę būklę teigiamos anglies apačioj. Tasai šviesos šaltinis randasi prieš kondensorių D, kuris susideda iš dviejų plokščiai iškilų linzių, atkreiptų plokščiais paviršiais į šviesos spindulius. Suteikę teigiamai angliai gulsčią būklę, mes koncentruojame visą kraterio šviesą į kondensorių ir tokiu būdu gauname didžiausią nušvietimo skaidrumą. Kondensoriaus



134 pieš

uždavinys yra nušviesti kiek galint smarkiau diapozityvą AB, kuris tam tikruose rėmuose talpinamas atvirkščiai prieš kondensorių. Objektyvas C patalpintas taip, kad diapozityvas AB randasi šiek tiek didesnio atstumo nuo jo kaip jo fokinis ilgis. Taigi teisioginis vaizdas susidaro ekrano atstume, didesniame kaip dvigubas fokinis objektyvo C atstumas. Taigi tas vaizdas bus realus ir padidintas. Jis bus atvirkščias iš atžvilgio į BA, vadinasi, bus tiesioginis iš atžvilgio į AB. Aišku, kad mes čia galime gauti padidintą realų vaizdą ekrane įvairiuose atstumuose nuo aparato.

135 piešinys atvaizduoja proekcijos aparato variantą, kuris vadinasi epidiaskopu ir kuris įgalina atmesti ekrane vaizdą nepermatomų objektų, sakysime, atmesti ekrane paveikslą iš knygos arba brėžinį arba pagaliau kokį nors manuskriptą ir parodyti tuos dalykus visai didelei auditorijai. Aparatas turi visas augščiau aprašytas dalis ir, be to dar, du plokščius veidrodžius N ir M, patalpintus taip, kad šviesa iš kondensoriaus krinta į veidrodį M. Atspindę nuo šito veidrodžio šviesos spinduliai krinta į nepermatomą objektą BA, o nuo šito objekto atšokus šviesa krinta į veidrodį N ir pagaliau atšokę nuo šito veidrodžio šviesos spinduliai eina pro objektyvą ir sudaro ekrane padidintą objekto vaizdą. Savaime aišku, kad šviesos šaltinis epidiaskope turi būti ypatingai galingas, nes del kartotinių šviesos atspindžių ir dalinai absorbcijos šviesos nepermatomų kūnų, mes čia turime didelį šviesos nuostolį, ir jeigu šviesos šaltinis bus nepakankamai galingas, tai vaizdas ekrane bus labai silpnai nušviestas ir bus neaiškus.



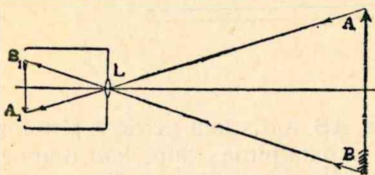
135 pieš.

Volto lankas arba kits koks galingas šviesos šaltinis randasi čia dėžėje arba kameroje, į kurios priekinę sieną įdėtas kondensorius D. Atmetant diapozityvų vaizdus ekrane reikia šitą dėžę arba kamerą uždaryti, taip kad šviesa nuo šviesos šaltinio netrukdytų aiškiai matyti vaizdą ekrane.

Su proekcijos aparatu (134 pieš.) galima sujungti kinematografą, kuris remiasi tuo, kad šviesos retinoj įspūdis tęsiasi dar apie $^1/_{16}$ sekundos sustojus veikti stimului. Taigi nuėmus nuo judamojo objekto ne mažiau kaip 16 fotografijų per sekundą ir atmetus tas fotografijas ekrane to pat greitumo, atskiri paveikslai susilieja į vieną

ir daro tolydinio judėjimo įspūdį. Paprastai šitie paveikslai būna mažesni kaip diapozityvai. Jie atspausdinti juostoj arba filmoj iš celuloido, kuris užvyniojamas ant špulės. Tam tikru mechanizmu filma nuvyniojama nuo špulės ir per tam tikrą tarpą arba plyšį varoma per fokinę plokšmę objektyvo C (žiūr. 134 pieš.) ir vėl vyniojama ant kitos špulės. Kiekvienas filmos paveikslas pasilieka tam tikrą labai trumpą laiką objektyvo fokinėje plokšmėje. Nuslinkus jam iš tos būklės tam tikras sektorius uždaro objektyvo linzę ir atkerta šviesą, paskui sektorius atidaro objektyvą ir vėl jo fokinėje plokšmėje atsiranda antrasai filmos paveikslas ir t. t. Tokiu būdu mes turime ekrane eilę paveikslų, kurie seka vienas kitą per $^1/_{16}$ sekundos, ir mes gauname įspūdį tolydinio judėjimo. Celuloidas yra pakankamai stipri medžiaga, kad išlaikytų įtempimą, surištą su jo nuvyniojimu, varymu iš augščio žemyn per objektyvo fokinę plokšmę ir užvyniojimu, bet jis lengvai užsidega, pavyzdžiui, susidarius teigiamos anglies kraterio vaizdui jame. Taigi darant kinematografišką proekciją reikia elgtis atsargiai.

Fotografinė kamera yra ne kas kita, kaip Camera obscura, kurioje vieton skylės įdėta renkamoji linzė — vadinamasis objektyvas. Tai yra dėžė, kurios užpakalinę sieną sudaro ekranas iš dūminojo stiklo ir kuris, gavus vaizdą, pakeičiamas jautria fotografine plokštimi. Objektyvas sudėtinės achromatinės linzės pavidalo randasi pryšakinėje sienoje. Užpakalinė ir pryšakinė sienos sujungtos harmoniškai, taip kad reikalui esant objektyvas galima priartinti prie ekrano arba nuvaryti toliau. 136 piešinys parodo, kaip susidaro vaizdas fotografinėje kameroje. Objektas AB paprastai randasi žymiai toliau kaip objektyvo L fokinis ilgis, ir todel kameros ekrane susidaro sumažintas, atvirkščias, realus vaizdas A_1B_1. Kada objekto AB atskiros dalys randasi ne to paties atstumo nuo objektyvo, tai suvedus ekrane tolimesnes to objekto dalis, artimesnės dalys bus užpakaly ekrano, ir jų vaizdas ekrane bus paplitęs, neaiškus. Norint gauti ekrane ir tolimesnių ir artimesnių objekto dalių kiek galint aiškesnį vaizdą, fotografinės kameros objektyvas aprūpinamas diafragma su skyle, kurios apertūrą galima, reikalui esant, didinti arba mažinti. Vartodami diafragmą mes sudaryti vaizdui naudojamės spinduliais, sudarančiais mažą kampą su objektyvo ašimi ir todel gauname aiškesnius vaizdus ekrane tolimesnių ir artimesnių objekto AB dalių, nes tada gauname taškų vaizdus, jei jau ne taškų pavidalo, tai bent nedidelių apskritų dėmelių pavidalo. Bet diafragma mes atkertame žymią dalį šviesos, ir todel tokiais atvejais objekto ekspozicija yra ilgesnė. Gavus ekrane fotografuojamo objekto vaizdą, vietoj ekrano įkišama kasetė su jautria fotografine plokštimi. Objektyvas uždaromas, kasetės lentelė nuo objektyvo pusės ištraukiama ir atidarius objektyvą šviesa nuo objekto veikia kurį laiką fotografinę plokštį. Šita fotografinio proceso dalis vadinasi ekspozicija.



136 pieš.

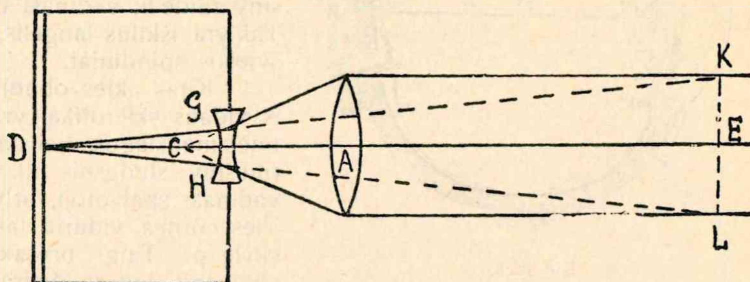
Diafragmos skylės diametras, arba apertūra, visuomet išreiškiamas kaipo objektyvo fokinio ilgio trupmena. Taip kada objektyvas veikia su $\frac{F}{16}$, tai reiškia, kad diafragmos skylės diametras sudaro $^1/_{16}$ dalį objektyvo fokinio ilgio. Taigi linzė, veikianti su $\frac{F}{8}$, duoda gangreit 8 kartus daugiau šviesos kaip linzė, veikianti su $\frac{F}{22}$, nes nušvietimai čia bus išreikšti santykiu

$$\left(\frac{F}{8}\right)^2 : \left(\frac{F}{22}\right)^2 = \frac{22^2}{8^2} = 7.5.$$

Aišku, kad veikiant linzei su $\frac{F}{8}$ ekspozicija bus žymiai trumpesnė kaip veikiant tai pačiai linzei su $\frac{F}{22}$.

Fotografinė linzė paprastai turi duoti platų vaizdą dideliu kampu plokščiame paviršiuje. Taigi čia astigmatizmas, vaizdo kreivumas ir iškreipimas turi būti rūpestingai pašalinti. Dalinai šitos ydos pašalinamos, kaip jau paminėta, diafragmomis. Bet vartodami diafragmas, mes silpniname nušvietimą. Taigi dažniausiai geri aparatai turi objektyvus, sudarytus bent iš keturių linzių, pavyzdžiui, portretams linzė, kuri sudaryta iš abipus iškilos crown - glaso linzės kontakte su plokščiai gaubta flint - glaso linze ir dar kitos tokios pat kombinacijos, tik su tarpu tarp abiejų linzių. Abidvi linzių kombinacijos įdėtos į vamzdį, kurio vidury randasi diafragma. Tarp kita ko toksai objektyvas vartojamas ir proekcijos aparatuose. Čia sferinė ir chromatinė aberacijos pašalintos, bet ne visiškai pašalintas vaizdų iškreipimas. Šituo atveju yra daug geresnė vadinamoji greito veikimo linzė, kuri sudaryta iš dviejų vienodų linzių kombinacijų. Kiekviena iš tų kombinacijų yra sudaryta iš iškilo crown-glaso menisko ir gaubto flint glaso menisko kontakte. Abidvi kombinacijos įdėtos į vamzdį gaubtais paviršiais iš oro. Tarp tų dviejų kombinacijų per vamzdžio vidurį randasi diafragma. Šitas greito veikimo objektyvas ne tik achromatiškas, bet ir ortoskopiškas, vadinasi, jis duoda neiškraipytus vaizdus.

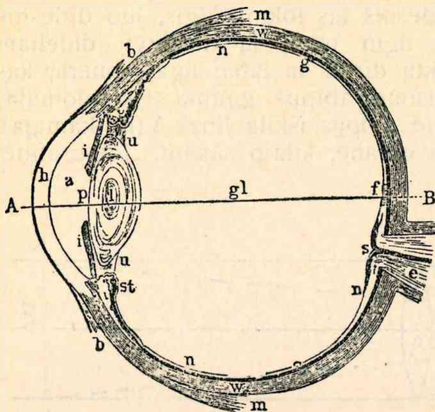
Paminėsime čia dar vadinamąją telefoto - linzių kombinaciją, kuri įgalina gauti smarkiai padidintus paveikslus paprasta fotografine kamera. Tolimo objekto vaizdo didumas pareina nuo linzės fokinio ilgio: juo didesnis tas fokinis ilgis, juo didesnis bus vaizdas. Bet vartojant linzę didelio fokinio ilgio tektų ją nustatyti dideliam atstume nuo fotografinės plokštės ir, vadinasi, tektų dirbti su labai ilga kamera, kas nepatogu. O jeigu mes kameros objektyvą pakeisime abipus gaubta (sklaidomąja) linze GH (žiūr. 137 pieš.) ir arti nuo jos iš pryšakio abipus iškila linze A (renkamąja), tai mes gausime kombinaciją, kuri įgalins surinkti ekrane, kitaip sakant, fotografinėj plokštėj tolimų objektų vaizdus ir pasiekti žymų padidinimą. Taigi šita kombinacija ir vadinasi telefoto linzių kombinacija. 137 piešinys rodo, kad lygiagrečių spindulių pluoštas nuo tolimo objekto, perėjęs pro linzę A, sueitų jos foke C, jeigu nebūtų tų spindulių pakeliui patalpinta dvigubai gaubta linzė GH. Šita linzė išsklaido spindulius ir todel tie spinduliai sueina tolimesniam taške D fotografinės kameros ekrane arba fotografinėj plokštėj. Ištiesę spindulius DG ir DH atgal iki susikirtimo su jų pirmutinėmis kryptimis taškuose K ir L, mes surasime buklę KL pagrindinės vaizdo erdvės plokštės, ir tada DE bus aparato ekvivalentingas fokinis ilgis, nuo kurio pareina vaizdo arba paveikslo didumas. Mažinant atstumus tarp linzių GH ir A pagrindinė plokštė KL pasistumia toliau, vadinasi, didėja aparato fokinis ilgis, ir mes gausime paveikslą dar smarkiau padidintą. Savaime suprantama, kad šita telefoto-linzių kombinacija turi būti achromatiška ir ortoskopiška. Kadangi fotografuojant aktyviausi spinduliai iš matomų spindulių yra violetiniai, tai achromatizuojant linzes reikia turėti visų pirma galvoj violetinių spindulių surinkimą.



137 pieš.

10 §. Žmogaus akis. Atvirkščias vaizdas ir jo aiškumo sąlygos. Geltonoji ir akloji dėmės. Matymo kampas. Akomodacija. Akiniai. Stereoskopiškas, arba binokularinis, matymas. Stereoskopas. Stereo-mikrometras. Stereo-fotografija ir jos reikšmė mokymui ir tyrinėjimui. Šviesos įspūdžių tąsa. Stroboskopas. Kinematografas. Įradiacija. Spalvų jutimai. Spalvų kontrastai, kaipo akies nuvargimo vaisius. Young-Helmholtz'o spalvų matymo teorija. Aklumas spalvoms. Atskirų spektro dalių skaidrumas. Purkinje efektas. Mirksėjimo fotometras. Akies jautrumas įvairių spalvų šviesai. Oftalmoskopas ir oftalmometras.

Augštesnės organizacijos gyvulių akis, ir tame skaičiuje žmogaus akis, yra prigimties prototipas optikos instrumento. Reikia tačiau pasakyti, kad prigimties optikos instrumentas yra žymiai painesnis konstrukcijos atžvilgiu kaip jau paskutiniame paragrafe aprašytieji optikos instrumentai. 138 piešinys atvaizduoja žmogaus akies schemą (atvaizduoja vertikalų akies pjuvį iš priekio į užpakalį). Žmogaus akis yra panaši į Camerą obscurą arba dar geriau į fotografinę kamerą. Iš oro tai yra baltas obuolys gangreit sferiškos formos. Išorinį to obuolio sluogsnį sudaro nepermatoma balta pluoštinė medžiaga, kuri vadinasi sklerotika (sclerotica). Per vidurį sklerotika yra smarkiau iškila iš oro ir yra permatoma. Šita sklerotikos dalis, pažymėta piešiny raide h, vadinasi c o r n e a (raginė plėvė). Tai yra iškilus langelis, pro kurį į akį patenka šviesos spinduliai.



138 pieš.

Kitas akies obuolio sluogsnis, kuris kloja iš vidaus sklerotiką, yra sudarytas irgi iš pluoštinės medžiagos, gausiai aprūpintos pigmentais (piešiny sluogsnis ii). Todel šitas sluogsnis vadinasi spalvotoji, arba vaivorykštinė, plėvė. Ties cornea viduriu tas sluogsnis turi apskritą skylę p. Taigi pryšakinėje akies dalyje tasai sluogsnis sudaro diafragmą su skyle (iris), kuri skylė vadinasi akies lėlyte. Nelaisvų spontaninų muskulų veikimu lėlytės apertūra gali būti padidinta arba sumažinta. Lėlytė visuomet susitraukia, kada gausiai šviesos ateina į akį, ir išsiplečia, kada šviesos mažiau arba tamsu. Mes kalbame apie akies spalvą. Toji spalva pareina nuo aprašyto čia pigmentų sluogsnio arba spalvoto sluogsnio spalvos.

Užpakaly lėlytės randasi renkamoji linzė, vadinamoji akies kristalinė linzė (piešiny l). Šita linzė susideda iš eilės sluogsnių nevienodo lūžimo koeficiento. Lūžimo koeficientas auga čia einant nuo paviršiaus į vidurį. Tos linzės išorinis (pryšakinis) paviršius yra ne toks kreivas kaip išvidinis (užpakalinis) paviršius. Linzė sujungta su akies muskulatūra muskulais uu, kurie veikia nelaisvai, vadinasi, nėra žmogaus valios ir sąmonės įtakoje. Kristalinė linzė l sudaryta iš minkštos medžiagos, bet taip, kad vidurinis branduolys yra kietesnis kaip išoriniai sluogsniai, ir todel muskulų uu veikimu tos linzės paviršių kreivumas gali būti padidintas arba sumažintas.

Tarpas a tarp cornea ir kristalinės linzės pripildytas vandeninio skystimo, kuriame ištirpinta truputį paprastos druskos. Šitas vandeninis skystimas vadinasi „humor aquacus" ir jo lūžimo koeficientas yra toks pat, kaip vandens lūžimo koeficientas. Šita akies dalis vadinasi pryšakinė akies kamera.

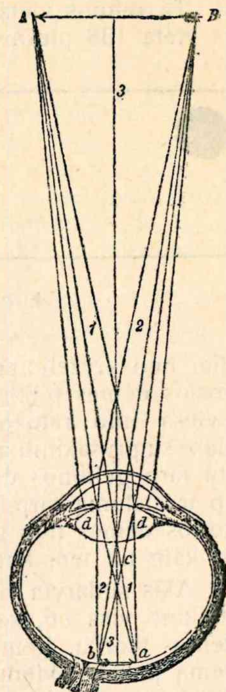
Didžioji akies dalis, užpakaly kristalinės linzės, vadinasi užpakalinė akies kamera ir pripildyta medžiagos, konsistencijos atžvilgiu panašios į drebulius. Šita medžiaga vadinasi „humor vitreus" ir jos lūžimo koeficientas mažai tesiskiria nuo vandens lū-

žimo koeficiento (truputį didesnis). Šitas drebulių kūnas, vadinamas dar akies stiklo kūnu, yra permatomas.

Iš užpakalio nuo nosies pusės į akį eina nervų pluoštas (piešiny e), kuris jungia akį su smegenų matymo centrais. Šitas nervų pluoštas, įėjęs į akį, smarkiai ir labai smulkiai šakojasi ir sudaro patį išvidinį akies obuolio sluogsnį betarpiškame kontakte su akies stiklo kūnu, apklodamas gangreit 5/6 dalis išvidinio akies paviršiaus. Tasai sluogsnis vadinasi retina arba nertinė plėvė. Jis vaidina šviesos atžvilgiu chemiškai jautraus ekrano vaidmenį. Sekant šito sluogsnio struktūrą mikroskopu jis daro puikiausios ir smulkiausios mozaikos įspūdį.

Greta su nervu įeina į akį arterija, kuri šakojasi tame retinos sluogsnyje, kuris yra kontakte su akies stiklo kūnu. Taigi arterijos išsišakojimas sudaro akies kraujo indus arba gyslų tinklą, kuris palaiko akies dinaminį biologinį procesą.

Retina ne visur vienodai jautri šviesos atžvilgiu. Jautriausia jos vieta randasi kaip tik retinos vidury (piešiny pažymėta f), užpakaly netoli nuo tos vietos, kur įeina į akį nervas. Šita retinos dalis vadinasi geltona dėmė (macula lutea) del savo gelsvos spalvos. Šitos dėmės vidury randasi duobelė, kuri vadinasi fovea centralis. Mes jau paskutiniame paragrafe minėjome, kad normaliai žmogaus akis akomoduota begaliniam atstumui. Esant tokiai akomodacijai, ištiesus liniją per cornea vidurį, ta linija akies užpakaly kaip tik pereis per geltonos dėmės duobelę. Šita linija vadinasi akies optikos ašis (ji pažymėta piešiny raidėmis AB).



139 pieš.

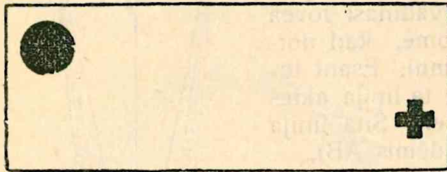
139 piešinys schematiškai rodo, kaip susidaro išorinio objekto vaizdas akyje. Čia objektas paimtas linijos AB pavidalo. Iš piešinio aišku, kad akyje retinoj susidaro realus, atvirkščias ir sumažintas objekto vaizdas ba. Aiškaus matymo būtina sąlyga yra ta, kad vaizdas susidarytų geltonoj dėmėj. Susidarius vaizdui toliau, vaizdas būna neaiškus. Taigi norint gauti aiškų išorinio taško vaizdą, reikia, kad matymo linija eitų nuo geltonos dėmės duobelės į tašką. Kiekviena linija aA, bB ir t. t., kuri jungia bet kurį tašką susidariusio retinoj vaizdo su atitinkamu tašku išorinio objekto, vadinasi matymo linija. Visos tos linijos susikerta gangreit viename taške, kuris randasi akies optikos ašy, pažymėtos piešiny skaitmenimis 3 3 netoli nuo užpakalinio kristalinės linzės paviršiaus. Šitas taškas vadinasi susikryžiavimo taškas ir labai arti nuo jo randasi pagrindinis taškas ir mazgas sudėtinės linzių sistemos, kuri sudaro akį. Kampas, kurį sudaro dvi linijos, ištiestos iš geltonos dėmės duobelės į išorinio objekto kraštutinius taškus, vadinasi matymo kampas. Tai yra paprastas kampas, kurį sudaro dvi matymo linijos, ištiestos iš to paties geltonos dėmės taško į išorinio objekto kraštutinius taškus. Šitas kampas yra pagrindas mūsų sprendimo apie išorinio objekto didumą. Kada du išoriniai objektai sudaro tą patį matymo kampą, ir mes žinome, kad vienas iš tų objektų randasi toliau nuo akies kaip kitas, tad mes sprendžiame, kad tasai objektas, kuris randasi toliau, yra didesnis. O kada du objektai randasi to paties atstumo nuo akies, tai didesnis matymo kampas reiškia didesnį objektą, ir atbulai.

Kaip susidaręs retinoj fiziškas vaizdas veikia mūsų sąmonę, kokios rūšies procesai jungia čia grynai fiziškus procesus su psichiškais, mes šiandie nieko tikrai nežinome. Yra rimtų davinių, del kurių tenka manyti, kad šviesos spinduliai veikia chemiškai retiną, ypač tą jos dalį, kuri vadinasi geltona dėmė, nelyginant kaip violetiniai ir ultra - violetiniai šviesos spinduliai veikia chemiškai jautrią fotografinę plokštelę. Galima manyti, kada paveikus šviesai geltonos dėmės ir aplamai retinos medžiagoje įvyksta chemiška reakcija, kuri nežinomu mums būdu tarpininkaujant nervams, jungiantiems retiną su smegenų matymo centrais, sukelia psichišką procesą, kurį mes vadiname sąmoningu matymu. Nustojus veikti šviesos stimului, medžiaginė geltonos

šviesos sudėtis dėka dinaminio fiziologiško proceso vėl atsinaujina, palikus sąmonei buvusių šviesos įspūdžių atminimą.

Taip pat ne visiškai aišku, kodel atvirkščius vaizdus retinoj mes matome tiesiai. Galima manyti, kad tai yra susiję su mūsų smegenų matymo centrų struktūra ir yra mums įgimtas dalykas. Yra nurodymų, kad grąžinus suaugusiam žmogui operacijos keliu regėjimą, toksai žmogus mato iš pradžios visus išorinius objektus atvirkščiai ir tik ilgainiui įpranta apatines vaizdo dalis derinti su objekto viršutinėmis dalimis ir atbulai. Galima dažnai matyti, kad ir maži vaikai, griebdami įvairius daiktus, laiko juos atvirkščiai. Taigi čia tur būt veikia ir įgimtas instinktas ir dalinai auklėjimas. Šita prasme reikia interpretuoti ir toks tyrimas. Patalpinus ties akimi jos fokiniam atstume mažą skylę, o tarp tos skylės ir akies segtuką ir žiūrint per skylę į šviesą (į dangų), retinoj susidaro segtuko šešėlis, kaipo tiesioginis vaizdas. Bet akis mato tą šešėlį atvirkščiai.

Ta retinos vieta, kur į akį įeina nervas, yra visiškai nejautri šviesos atžvilgiu. Šita vieta 138 piešiny pažymėta raide s ir vadinasi akies akloji dėmė. Šviesos spinduliai, patekę į šitą vietą, nedaro jokio įspūdžio. Labai paprastu eksperimentu galima įsitikinti, kad aky esama tokios vietos. 140 piešiny atvaizduoti juodas kryželis ir juodas ratukas tam tikro atstumo vienas nuo kito. Jeigu užmerkus kairiąją akį žiūrėsime dešiniąja akim į kryželį, tai paprastai matysime ir kryželį ir ratuką. Bet tolindami arba artindami knygą pasieksime tokį atstumą vaizdo nuo akies, jog matysis tik kryželis ir nebesimatys ratuko. Tada spinduliai nuo ratuko krinta į akląją dėmę, o spinduliai nuo kryželio į geltoną duobelę. Remdamies panašiu tyrimu, mes galime nustatyti aklosios dėmės būklę akyje. Kadangi kryželio vaizdas susidaro geltonoje duobelėje, o šviesa nuo ratuko krinta į akląją dėmę, tai atstu tarp kryželio ir ratuko piešiny sudaro su pryšakiniu akies mazgu tokį pat kampą, kurį sudaro su užpakaliniu akies mazgu atstu tarp geltonos dėmės ir aklos dėmės. Kadangi mes kampą galime išmatuoti, lygiai kaip ir atstumą tarp kryželio ir ratuko piešiny, tai aišku, kad galima apskaityti atstumas aklosios dėmės nuo geltonos duobelės. Tas apskaitymas rodo, kad akloji dėmė randasi kaip tik ten, kur įeina į akį nervas.



140 pieš.

Akis sudaryta visos eilės laužiamųjų sferiškų paviršių. Tokiai sistemai galima pritaikinti visa tai, kas išdėstyta 7 § gale apie Gauso, Helmholtz'o ir Lystingo linzių sistemos teoriją. Remiantis šita teorija galima visą akies laužiamųjų sferiškų paviršių sistemą pakeisti vienu ekvivalentingu sferišku paviršium, kas ir yra atlikta Helmholtz'o ir Lystingo. Kadangi objektas ir vaizdas čia susidaro ne tam pačiam mediume, tai aišku, kad akies pagrindiniai taškai ir mazgai nesutampa. Einant Lystingu reali akis veikimo atžvilgiu gali būti pakeista laužiamuoju sferišku paviršium lūžimo koeficiento 1,34, kreivumo stipino 5,1 m/m.. Šito ekvivalentingo sferiško paviršiaus ašigalis randasi užpakaly cornea ašigalio atstume 2,3 m/m.. Antrasai to paviršiaus fokinis ilgis yra lygus 20,1 m/m. (tai bus atstumas geltonos duobelės nuo ašigalio) ir pirmasai fokinis atstumas yra lygus 15 m/m., skaitant nuo ašigalio iš oro. Šitos ekvivalentingos arba redukuotos akies kreivumo centras gangreit sutampa su aukščiau paminėtu susikryžiavimu spindulių realioje akyje.

Einant šviesos spinduliams per akį jie užlūžta trijuose sferiškuose paviršiuose: išoriniame cornea paviršiuje, pryšakiniame kristalinės linzės paviršiuje ir tos linzės užpakaliniame paviršiuje. Kaip jau pasakyta, kristalinė linzė sudaryta iš visos eilės sluogsnių nevienodo tankumo ir nevienodo lūžimo koeficiento. Išorinis sluogsnis minkštas, tolesnieji sluogsniai kietesni, ir visų kiečiausias kristalinės linzės branduolys. Išorinio sluogsnio lūžimo koeficientas $n = 1{,}405$, branduolio $n = 1{,}454$ ir tarp jų vidurinio sluogsnio $n = 1{,}435$. Vandeninis skystimas pryšakinėje akies kameroje turi lūžimo koeficientą $n = 1{,}34$. Toksai pat lūžimo koeficientas ir medžiagos užpakalinės akies kameros (akies stiklo kūno). Cornea

stipinas lygus 7,8 m/m. Užpakaly pryšakinio cornea paviršiaus atstume 1,7 m/m. nuo to paviršiaus randasi pirmasai pagrindinis akies taškas, o atstume 2,1 m/m., užpakaly cornea, skaitant nuo jos pryšakinio paviršiaus, randasi antrasai akies pagrindinis taškas. Taigi abudu tie taškai randasi pryšakinėje akies kameroje. Pirmasai pagrindinis fokas (pirmasai didysis fokas) randasi iš pryšakio cornea atstume 13,7 m/m. nuo jos pryšakinio paviršiaus, o antrasai pagrindinis fokas randasi atstume 22,8 m/m. užpakaly cornea normalioje akyje, kaip tik retinoj. Pirmasai akies mazgas randasi kristalinėje linzėje atstume 0,2 m/m. nuo jos užpakalinio paviršiaus, antrasai gi mazgas randasi užpakalinėje akies kameroje atstume 0,12 m/m. nuo užpakalinio linzės paviršiaus. Akies sistemos optikos ašis nepereina per geltonosios dėmės centrą.

Kombinacija visos eilės laužiamųjų sferiškų paviršių, kurie sudaro kristalinę linzę, tarytum, yra tam, kad pašalintų sferinę ir chromatinę aberacijas. Bet visgi tos ydos čia pilnai nepašalintos. Lengva konstatuoti akies sferinę aberaciją šiuo tyrimu. Paėmus kartoną su maža skyle (adata pradurta), laikant tą skylę prie pat akies ir žiūrint į smulkias raides, lengvai galima skaityti, kada tos raidės randasi arčiau nuo akies kaip artimiausias taškas (punctum proximum), kurį dar paprastai akis gali matyti. Taigi išeina, kad akies fokinis ilgis (nuotolis) ašies spinduliams yra mažesnis kaip periferijos spinduliams. Išeina taip, kad kristalinės linzės krantai laužia šviesą silpniau kaip jos vidurys, tuo tarpu stiklo linzė, kaip mes jau žinome, laužia smarkiau tuos šviesos spindulius, kurie eina pro jos krantus, ir silpniau tuos spindulius, kurie eina pro jos vidurį. Kitaip sakant, atrodo taip, kad akies mechanikas, dirbdamas ją ir norėdamas pašalinti sferinę aberaciją, perdėjo, pasiekęs sferinę aberaciją kita prasme kaip paprastoms stiklo linzėms. Reikia tačiau pasakyti, kad tai liečia akį, akomoduotą žiūrėti į objektus (matyti jiems) labai arti nuo akies.

Taip pat nesunku pastebėti akies chromatinę aberaciją, kitaip sakant, konstatuoti skirtumą akies fokinių ilgių raudoniems ir mėlyniems spinduliams. Paimkime kobalto stiklą, kuris praleidžia mėlynus ir violetinius spindulius, lygiai kaip ir raudonus spindulius, ir nepraleidžia kitų spindulių. Žiūrėdami pro tokį stiklą į elektros lempos įkaitintą siūlą, mes pastebėsime du vaizdus greta: vieną raudoną, kitą violetinį mėlyną. Kada lempos siūlas randasi pakankamai toli nuo akies, akis savaime nusistoja ties raudonuoju vaizdu, ir todel tada atrodo, kad tas raudonas vaizdas apsuptas violetiniu mėlynu spindesiu. O jeigu lempos stiklas randasi labai arti nuo akies, tai tada akis negali nusistoti ties raudonu vaizdu ir todel tada ji mato violetinį mėlyną vaizdą, apsuptą raudonu spindesiu. Aplamai, kada akis nustatyta į lygiagrečius spindulius, tai tada violetinių spindulių fokas randasi 0,43 m/m. arčiau nuo kristalinės linzės kaip raudonų spindulių fokas.

Žmogaus akis normaliai, kaip jau minėta, yra nustatyta žiūrėti į tolimus objektus (nustatyta begaliniam atstumui). Taigi normaliai tolimų objektų vaizdai susidaro retinoj. Tai reiškia, kad artimesnių objektų vaizdai susidarytų retinos užpakaly ir būtų neaiškūs, jeigu, žiūrint į artimesnius objektus, neįvyktų akies sistemoje tam tikrų atmainų, dėka kurių ir artimesnių objektų vaizdai susidaro ant retinos. Mes čia turime visišką analogiją su fotografine kamera. Kada ta kamera nustatyta į tolimus objektus, tada mes jos užpakaliniame ekrane turime tų objektų aiškius vaizdus. O vaizdai artimesnių objektų paplitę ir neaiškūs, nes jie susidaro užpakaly fotografinės kameros ekrano. Norint gauti aiškų vaizdą artimesnių objektų prisieina pastumti fotografinės kameros ekraną toliau nuo objektyvo. Pastumti akies ekraną, retiną, toliau nuo kristalinės linzės negalima. Bet užtat spontaniškai, galima sakyti, įvyksta akies optikos sistemoje atmainos, dėka kurių artimesnių objektų vaizdai susidaro retinoj. Šitos atmainos vadinasi akies akomodacija. Nesunku parodyti, kad ta akies akomodacija visų pirma reiškiasi smarkesniu išsigaubimu pryšakinio kristalinės linzės paviršiaus. Kada akis akomoduota į begalinį atstumą, tai kristalinės linzės pryšakinis paviršius turi visų mažiausią kreivumą. Juo arčiau objektas nuo akies, juo didesnis darosi linzės pryšakinio paviršiaus kreivumas. Helmholtz'as, apie kurį reikia pasakyti, kad jis daugiausia yra prisidėjęs prie akies optikos sistemos ištyrimo, išrado net tam tikrą instrumentą, būtent, fakoskopą, kuriuo galima išmatuoti linzės pryšakinio paviršiaus

kreivumų atmainos, sudarytos akies akomodacijos artimiems objektams matyti. Kad suprastume fakoskopo principą, galime padaryti tokį tyrimą. Patalpinus žibančią žvakę prieš žmogaus akį kiek iš šalies, kitas žmogus pastebės tris tos žvakės liepsnos vaizdus: vieną sumažintą tiesioginį vaizdą, kuris susidaro atspindžiu nuo cornea sferiško paviršiaus, ir dar kitus du žymiai silpnesnius, kurie susidaro atspindžiu nuo pryšakinio ir užpakalinio kristalinės linzės sferiško paviršiaus. Tolinant žvakę vienas iš tų dviejų silpnesnių vaizdų didėja, artinant žvakę jis mažėja. Kadangi tasai vaizdas susidaro atspindžiu nuo pryšakinio linzės paviršiaus, tai išeina, kad tas paviršius darosi kreivesnis artinantis šviesos objektui prie jo ir plokštesnis, tolinantis šviesos objektui nuo jo. Helmholtz'o fakoskopas atkartoja šitą tyrimą taip. Tą instrumentą sudaro dvi gerai nušviestos kvadratinės plokštelės, patalpintos viena viršum kitos. Patalpinus jas prieš žmogaus akį kiek iš šalies, stebėtojas žiūri į jų vaizdus iš kitos akies pusės. Asmuo, kurio akis nagrinėjama, kreipia savo akį tai į tolimą objektą, tai į segtuką, patalpintą per 25 cm. nuo akies. Kada nagrinėjamas asmuo žiūri į tolimą objektą, dviejų plokštelių vaizdai, susidarę atspindžiu nuo pryšakinio linzės paviršiaus, yra didesni kaip tada, kada nagrinėjamas asmuo žiūri į segtuką. Žinant atstumą tarp nušviestų plokštelių, jų atstumą nuo linzės pryšakinio paviršiaus, atstumą tarp vaizdų ir padidinimą, galima apskaityti linzės pryšakinio paviršiaus kreivumo atmainas. Savo tyrinėjimais Helmholtz'as nustatė, kad pereinant nuo begalinio atstumo į aiškaus matymo arba patogaus matymo atstumą 25—30 cm., pryšakinio kristalinės linzės paviršiaus stipinas mainosi nuo 10 ligi 6 m.m., ir užpakalinio kristalinės linzės paviršiaus kreivumo stipinas nuo 6 ligi 5,5 m.m. Taigi akomodacija, galima sakyti, išimtinai surišta su kristalinės linzės paviršiaus kreivumo atmainomis. Nustatytos čia Helmholtz'o ribos liečia normalią akį ir vadinasi normalinės akomodacijos ribos.

Kai del akomodacijos mechanizmo, tai tas dalykas ir šiandien dar nėra išaiškintas. Helmholtz'as mano, kad esant akiai akomoduotai begaliniam atstumui, kristalinės linzės raišos, kuriomis ji sujungta su akies kameros sienomis, yra įtemptos taip, kad pryšakinis linzės sluogsnis yra ištemptas ir todel plokštesnis. Holmholtz'o nuomone, akis nusistato artimesniems objektams taip. Muskulų kontrakcija raišų įtempimas sumažinamas ir todel pryšakinis linzės paviršius atsileidęs išsigaubia į pryšakį. Bet Sulzeris įrodė, kad akies akomodacija yra surišta su padidėjimu kreivumo pryšakinio linzės paviršiaus dalyje, artimiausioje nuo optikos ašies. Jam pavyko gauti pryšakinio linzės paviršiaus kreivumo padidėjimą su kristaline linze, kuri operacijos keliu buvo išimta iš žmogaus akies, kaip tik sudarius raišų įtempimą. Taigi Sulzero nuomonė yra priešinga Helmholtz'o nuomonei. Pasak Sulzero, muskulų kontrakcijos esančios įtempiamos raišos. Raišų įtempimas, tempdamas pryšakinį linzės sluogsnį, išspaudžiąs į vieną pusę minkštesnį jos sluogsnį, taip kad pryšakinis linzės paviršius smarkiau, taip sakant, esąs užvelkamas ant kietesnio ir kreivesnio branduolio. Bet šiaip ar taip, akies akomodacija surišta su linzės pryšakinio paviršiaus kreivumo atmainomis ir vyksta spontaniškai linzės muskulų veikimu, kaipo įgimtas ir įprastas mums dalykas.

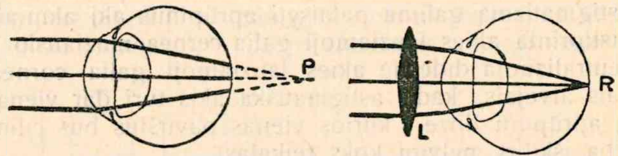
Akomodacijos ribos to paties individumo keičiasi su jo amžiumi ir būna nevienodos individumų to paties amžiaus. 2-jų, 3-jų metų vaikas gali aiškiai matyti objektą per 5—7 cm. nuo jo akies. Suaugę žmonės negali aiškiai matyti objektų arčiau nuo akies kaip per 25—30 cm. (smulkių objektų aiškaus arba patogaus matymo atstumas). Senstant akomodacijos galia dar labiau mažėja ir seni žmonės dažnai visiškai nustoja šitos galios. Tai visų pirma pareina nuo progresyvaus kitėjimo minkšto kristalinės linzės sluogsnio. Šita akies yda vadinasi p r e s b y o p i a. Nereikia painioti šitos akies ydos su toliaregės akies yda. Vaikas normalėmis akimis gali matyti tolimus objektus taip pat aiškiai, kaip ir senas žmogus. Bet vaikas gali akomoduoti savo akį ir artimiems objektams, ko negali padaryti senas žmogus. Kietėjant minkštam linzės sluogsniui jo lūžimo koeficentas darosi mažesnis. Del to ir del sudėtinės sluogsninės linzės struktūros, akies linzės galia mažėja, kitaip sakant, jos fokinis ilgis senstant darosi didesnis. Taigi dažnai būna, kad asmuo, kuris jaunystėje nemato aiškiai tolimų objektų todel, kad tų objektų vaizdai susidaro jo akyje prieš retiną, pasenęs gali aiškiai matyti tolimus objektus.

Artimiausias taškas nuo akies, kuriame dar mažas objektas gali būti aiškiai matomas, vadinasi punctum proximum. Tolimiausias taškas, kuriame akis mato objektą be jokio įtempimo, vadinasi punctum remotum. Normaliai, arba emmetropiškai, akiai tas tolimiausias taškas yra begaliniam atstume.

Kaip jau minėta 9 §, mažiausias matymo kampas, kurį sudaro du bruožai arba du taškai su akies geltonos dėmelės centru, vidutiniškai yra apie 1'. Tai reiškia, kad mažiausias vaizdas retinoj yra lygus 0,005 m.m.

Paliesime dabar trumpai akies ydas. Apie presbyopią, kuri pas kiekvieną žmogų apsireiškia senatvėje ir kuri reiškia visišką akomodacijos gabumo nustojimą, jau kalbėjome. Presbyopiška akis gali matyti aiškiai tik tolimus daiktus, vadinasi, ji visuomet yra nustatyta į tolimus objektus (į begalinį atstumą). Ydinga akis pataisoma akiniais, t. y. renkamomis arba sklaidomomis linzėmis. Kad presbyopiška akis galėtų matyti artimus objektus, reikia šviesos spindulius, išeinančius iš tų objektų, padaryti lygiagrečius prieš pasiekiant jiems akį. Taigi kad toki akis galėtų skaityti paprastus spausdintus ženklus, patalpintus aiškaus regėjimo atokume, t. y. per 30 cm. nuo tos vietos, kur randasi akiniai, reikia akinius padirbti iš iškilų stiklų fokinio ilgio — 30 cm., kitaip sakant + 3,3 diopterių galios. Taigi, norint aiškiai matyti, reikia objektus patalpinti akinių foke. Jeigu akiniai nustumiami toliau nuo akies, tai ir objektas reikia nustumti ta pačia prasme ir per tokį pat atstumą. Bet, antra vertus, pastūmus akinius ant nosies toliau nuo akies fokinės plokšmės, objekto vaizdas atsidurs užpakly retinos ir todel nebus aiškaus matymo, užtat vaizdas, nors ir neaiškus, bus didesnis. Todel dažnai galima matyti, kad seni žmonės, skaitydami ypač smulkius spausdintus ženklus, laiko akinius ant pat nosies galo.

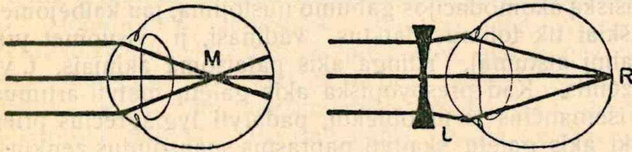
Suaugusių, ne senų, žmonių akys dažnai turi kitą ydą, būtent: jų akys nesugeba suvesti ant retinos lygiagrečių spindulių, nes tų lygiagrečių spindulių fokas randasi retinos užpakaly. Galima sakyti, kad tai yra akys su pertrumpa optikos ašimi. Šita akies yda vadinasi hipermetropija ir tokios akys vadinasi hipermetropiškos, arba toliaregės. Tokia akis, jeigu ji nėra nustojusi akomodacijos gabumo, gali aiškiai matyti kaip tolimus, taip ir artimus objektus. Bet akomodacijai reikalingas akies muskulų įtempimas, ir todel hipermetropiškos akies muskulai bus visuomet įtempti ir akis bus perdaug varginama. Taigi visuomet geriau, kad žmonės, kurių akys turi minėtas ydas, nešiotų akinius. Čia irgi akiniams reikia paimti iškilus stiklus ir patalpinti tuos akinius ant nosies pryšakiniam akies foke. Tada tolimo objekto vaizdas bus iš užpakalio retinos atitrauktas atgal į retiną, kaip rodo 141 piešinys. Kairėj piešinio pusėj parodyta tokia toliaregė akis be akinių, ir todel lygiagrečių spindulių pluoštas, perėjęs pro kristalinę linzę, sueina taške P užpakaly retinos. Dešinėj piešinio pusėj parodyta ta pati akis su abipus iškilu stiklu L, kuris užlenkia į ašį spindulius prieš pasiekiant jiems akį, taip kad užlūžus dar sykį einant pro akies kristalinę linzę spinduliai sueina taške R retinoj. Kada tokios akies retinoj susidaro vaizdas nuo objekto, kuris randasi netoli nuo akies, tai tas vaizdas paprastai būna didesnis, kaip normalėje arba emmetropiškoje akyje, sudarytas akomodacijos keliu. Patalpinus akinius prieš hipermetropiškos akies foką, vaizdas darosi dar didesnis. Antra vertus, kada hipermetropiška akis žiūri į objektus arti nuo jos, ir žiuri akomodacijos keliu, tai vaizdai tokios akies retinoj būna paprastai mažesni kaip tomis pačiomis sąlygomis emmetropiškos akies retinoj. Dalykas tas, kad pirmasai fokinis ilgis akomoduotos akies turi būti mažesnis hipermetropijai kaip emmetropijai, kad hipermetropiška akis galėtų sudaryti vaizdą retinoj.



141 pieš.

Dažniausiai šiomis dienomis tenka susidurti su ta akies yda, kuri vadinasi myopia (žemažiūrė akis). Tokia akis suveda lygiagrečių spindulių pluoštą foke prieš retiną. Taigi tokia akis negali aiškiai matyti tolimų objektų ir todel jos punctum remotum (tolimas

matymo taškas) randasi ne begaliniame atstume nuo akies, bet tam tikram nedideliam atstume nuo jos. Bet objektus, kurie randasi arti nuo akies, ji mato net geriau kaip emmetropiška akis. Taigi, gálima sakyti, miopiška akis turi per ilgą optikos ašį ir tokiai akiai pataisyti, kitaip sakant įgalinti ją aiškiai matyti ir tolimus objektus, reikia ją aprupinti akiniais iš gaubtų linzių. 142 piešinys atvaizduoja žemažiūrę akį, kairėj pusėj be akinių, o dešinėj su akiniais abipus gaubtos linzės L pavidalu. Be akinių lygiagrečių spindulių pluoštas sueina taške M prieš retiną. Patalpinus prieš akį abipus gaubtą linzę L, ji išsklaido lygiagrečius spindulius tiek, jog jie užlūžę pro akies kristalinę linzę sueina taške R retinoj. Jeigu miopiškos akies akinius patalpinsime pirmoje akies fokinėje plokšmėje, tai artimo nuo akies objekto vaizdas bus atmestas į retinos užpakalį. Todel miopiška akis, aprūpinta akiniais tolimam matymui, turės akomoduotis artimiems objektams matyti tiek pat, kiek ir normali arba emmetropiška akis. Vaizdų didumas vienu ir kitu atveju bus tas pats. Paprastai abipus gaubta linzė nešiojama ant nosies kiek prieš akies fokinę plokšmę. Todel vaizdas retinoj būna sumažintas. Būna miopijos atsitikimų, kad vaizdas retinoj tiek sumažinamas, kad akis nebegali matyti. Tokiais atsitikimais operacijos keliu pašalinama akies kristalinė linzė ir tada mes turime akies ydą, kuri vadinasi afakia (akis be kristalinės linzės). Aišku, kad tokia akis yra visiškai nustojusi akomodacijos gabumo. Tokia akis panaši į hipermetropišką akį, nes jos antrasai fokas randasi atstume 31,1 m/m. užpakaly cornea. Norint pataisyti tokią akį, vadinasi, įgalinti ją matyti ir tolimus ir artimus objektus, reikia ją aprūpinti dviem porom akinių su iškilais stiklais: viena pora žiūrėti į tolimus objektus, kita pora į artimus objektus. Afakiškos akies optiška sistema yra žymiai suprastinta, nes tą sistemą sudaro tik vienintelis iškilus paviršius, būtent, cornea, kuris susieina su mediumu koeficiento 1,337. Jeigu prieš pašalinant operacijos keliu kristalinę linzę akis buvo emmetropiška, tai po operacijos ta akis bus hipermetropiška.



142 pieš.

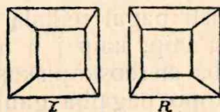
Pagaliau pažymėsime čia dar akies ydą, vadinamą astigmatizmu. Tokiu atveju akies lūžimo galia nevienoda įvairiose plokšmėse, kas dažnai pareina nuo netaisyklingo kreivumo cornea. Astigmatiška akis, pavyzdžiui, aiškiai mato gulsčias medžio šakas ir neaiškiai mato arba visiškai nemato to paties medžio vertikalių šakų, arba atbulai. Astigmatizmą galima pataisyti aprūpinus akį akiniais iš cilindrinių stiklų, taip kad būtų sustiprinta akies laužiamoji galia cernea mažiausio kreivumo plokšmėje arba kad būtų neutralizuota didesnė akies laužiamoji galia cornea didžiausio kreivumo plokšmėje. Tais atvejais, kada astigmatiška akis turi dar vieną iš augščiau pažymėtų ydų, reikia ją aprūpinti linze, kurios vienas paviršius bus cilindriškas, o kitas sferiškas (gaubtas arba iškilus, nelygu koks reikalas).

Paprastai mes žiūrime abiem akim. Kad du vaizdai abiejų akių retinose susilietų į vieną vaizdą mūsų sąmonėje, reikalinga, kad tų vaizdų atskiros dalys susidarytų atitinkamose retinos taškuose. Norint turėti vieną vaizdą nuo taško, žiūrint į jį abiem akim, reikia tam tikrų muskulų įtempimu pasukti abidvi akis taip, kad jų optikos ašys sueitų tame taške. Tada to taško vaizdas ir vienoje ir kitoje akyje kaip tik susidarys geltonos dėmės duobelės centre. Žiūrint abiem akim į smulkius objektus, tų objektų vaizdai susidaro vienoje ir kitoje akyje geltonoj dėmelėj. Tai yra aiškaus matymo sąlyga. O žiūrint į didesnius objektus, tų objektų vaizdai apima ir tokias retinos dalis, kurios mažiau ar daugiau išeina iš geltonosios dėmelės ribų. Bet ir tada, norint gauti įspūdį vieno vaizdo, žiūrint abiem akim reikia, kad objektų atskirų dalių vaizdai susidarytų simetriškai atitinkamose retinos vietose. Kada akių optiškos ašys nesuvestos į žiūrimo objekto atitinkamus taškus, kaip, pavyzdžiui, paspaudus truputį pirštu vienos akies obuolį, mes tuoj gausime dviejų vaizdų įspūdį. Kadangi akių optikos ašims

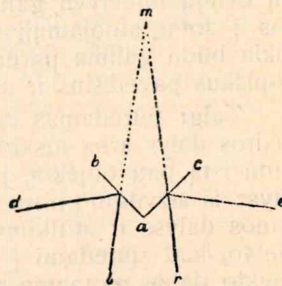
nuvesti į objektą reikalingas tam tikras muskulų įtempimas, tai didesnis, tai mažesnis, pagal tą, ar objektas arčiau nuo akies ar toliau, tai surištas su šita akies akomodacija muskulų jutimas yra pagrindas mūsų sprendimo apie objektų atstumą. Taigi matymas abiem akimis arba binokularinis matymas yra pagrindinis šaltinis mūsų erdvės supratimo.

Kada mes žiurime į eilę objektų, patalpintų viena tiesiąja linija, sakysime, į eilę medžių miške, tai einant į kairę pusę nuo tų medžių mums atrodys, kad medžiai pasistumia į dešinę pusę, visų smarkiausiai tie medžiai, kurie yra arčiau nuo mūsų, ir visų silpniausiai tie medžiai, kurie yra toliau nuo mūsų. Einant į dešinę pusę medžiai pasistumia tam tikru kampu į kairę pusę. Šitas reiškinys vadinasi fizikoje paralaksas, ir išmatavus paralaksą nuo dviejų taškų tam tikros linijos (bazės) su trigonometrijos pagalba galima apskaityti objekto atstumas nuo šitos bazės. Astronomija jau senai naudojasi paralaksu apskaityti atstumui saulės, mėnulio ir kitų saulės sistemos planetų nuo žemės. Kada objektas randasi labai toli, tai slenkant į tą ar kitą pusę stebėtojui atrodo, kad ir tolimas objektas slenka ta pačia prasme. Pav., greitai važiuojant traukiniu atrodo, kad mėnulis bėga kartu su traukiniu, tuo tarpu medžiai namai ir t. t. bėga priešinga kryptimi. Bet nėra reikalo, žiūrint į eilę objektų, mainyti savo relatyvią buklę iš atžvilgio į šituos objektus, norint pastebėti paralaksą ir remiantis juo padaryti išvadą apie tų objektų atstumą. Dalykas tas, kad kiekvienas žmogus, žiūrėdamas abiem akim, naudojasi, taip sakant, parama dviejų geometrų, nes žmogaus akis yra tam tikras ir sąžiningas geometras matininkas. Dešinioji akis labiau mato objektus iš dešinės pusės, kairioji iš kairės. Taigi abudu geometrai gauna nuo to paties objekto nevienodus vaizdus ir kiekvienas geometras duoda mūsų sąmonei savo atsakymą. Remdamies tais atsakymais mes ir sąmoningai, o dažniausiai ir visiškai nesąmoningai, be sąmonės intervencijos, taip sakant, instinktyviai gana tiksliai sprendžiame apie objekto atstumą. Taip dešinioji akis mato artimiausius medžius, kurie randasi ta pačia linija, kiek pasistūmusius į kairę pusę, ir juo labiau pasistūmusius, juo arčiau tie medžiai; o kairioji akis mato tuos pačius medžius pasistūmusius į dešinę pusę. Šito vaizdų skirtumo pakanka, kad remiantis jais galima būtų gan tiksliai, nors ir instinktyviai, spręsti apie atstumus. Tiesa, sugebėjimas spręsti apie atstumus mums dalinai įgimtas instinktas, dalinai sąmoningo ir nesąmoningo auklėjimo keliu mes įsigyjame šitą gabumą, ir tiek, kad jis tada darosi irgi instinktyvus gabumas. Tada mes galime gan tiksliai spręsti apie atstumus ir viena akimi. Bet tas faktas, kad užmerkus vieną akį sunku prakišti stiebą iš aukštai žemyn pro gulsčią grandį, aiškiai rodo, koks netikras sprendimas apie relatyvų atstumą žiūrint viena akimi.

143 piešinys duoda du nukirstos keturkampės piramidos vaizdus kaip juos mato kairioji akis (vaizdas L) ir dešinioji akis (vaizdas R). Jeigu žiūrėsime kairiąja akimi į vaizdą L, o dešiniąja akimi į vaizdą R, tai mes gausime vaizdą piramidos erdvėje, stereometrišką vaizdą. Mes čia gauname įspūdį reljefo ir supratimą apie kūno formą. Tam tikros formos charakterizuojami kieti kūnai ir mūsų formos įspūdis pareina nuo atskirų kūno dalių atstumo, apie kurį, kaip jau augščiau išaiškinta, mes sprendžiame remdamies tuo, kad viena akis mato tą pačią kieto kūno dalį vienaip, o kita akis truputį kitaip. O mūsų erdvės supratimas daugiausia remiasi mūsų įspūdžiais, padarytais kietų kūnų. Taigi kietumo ir erdvumo įspūdžiai yra vaisius binokularinio matymo, kuris dar vadinasi stereoskopiškas matymas. Dalykas tas, kad pagaminus to paties objekto du plokščius vaizdus taip, kaip tą objektą mato kairioji akis ir dešinioji akis ir patalpinus tuos du plokščius vaizdus prieš du veidrodžius ba ir ca, žiūrint kairiąja akimi į veidrodį ba, prieš kurį patalpintas kairiosios akies vaizdas, ir dešiniąja akimi į veidrodį ca, prieš kurį patalpintas dešiniosios akies vaizdas, mes gauname įspūdį



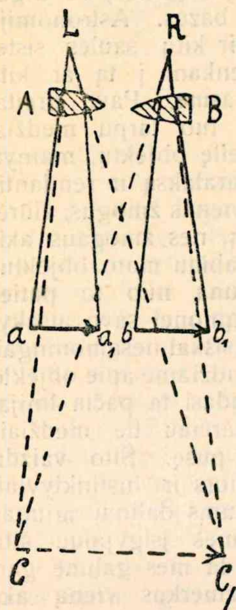
143 pieš.



144 pieš.

vieno vaizdo, bet jau nebe plokščio. Mums atrodo, kad tas vaizdas randasi vietoje m (žiūr. 144 pieš.), kur susikerta spindulių L ir R linijos, atšokusių nuo veidrodžių ba ir ca, o nuo paveikslų į tuos pačius veidrodžius krinta spinduliai išilgai linijų d ir e. Toksai prietaisas vadinasi veidrodinis stereoskopas arba Wheatstone'o stereoskopas, nes Wheatstone'as pirmutinis jį padirbo. Taigi turėdami tokį stereoskopą ir du plokščius paveikslus to paties objekto, mes pamatysime tą objektą reljefiškai, erdviškai, jeigu tik tie paveikslai atitinka kairiosios ir dešiniosios akies vaizdus.

Kiek vėliau Brewsteris išrado savo prizminį arba linzių stereoskopą, kurio schemą atvaizduoja 145 piešinys. Čia mes turime dviejų linzių (abipus iškilų) A ir B puses, taip kad tos puslinzės veikia kaip prizmos. Po linzėmis patalpinti du plokšti to paties objekto (namų, gatvės, miesto dalies ir t. t.) paveikslai, kurie atitinka vienos ir kitos akies vaizdus. Nušvietus tuos paveikslus, atšokę nuo jų šviesos spinduliai patenka į linzes ir užlūžta. Taip, iš paveikslo kairiosios akies aa' iš taško a krintąs į linzę spindulys aA užlūžta, ir kairioji akis, žiūrinti pro linzę A, mato šito taško vaizdą taške C. Tašką a paveikslo aa' atitinka taškas b dešiniosios akies paveikslo bb'. Iš taško b patekęs į linzę B spindulys užlūžta taip, kad dešinioji akis R, žiūrinti pro linzę B, mato taško b vaizdą irgi taške C. Taip pat vaizdai abiejų paveikslų atitinkamų taškų a' ir b' susidaro tam pačiam taške C'. Kitų gi atitinkamų taškų abiejų paveikslų aa' ir bb' vaizdai susidaro tarp taškų CC'. Taigi žiūrint kairiąja akimi pro linzę B ir dešiniąja akimi pro linzę A mes matome vieną vaizdą, bet jau nebe plokščią, o reljefišką ir perspektyvoje. Paprastai abidvi linzės įdėtos iš viršaus į dėžę nukirstos keturkampės piramidos pavidalu, atkreipus linzes aštriais galais viena į kitą. Iš apačios, kur dėžė yra platesnė, į dėžę įkišami du paveikslai, atitinką vienos ir kitos akies vaizdus, taip kad vienas paveikslas atsidurtų — po linze A, o kitas paveikslas po linze R. Iš pryšakinio šono dėžė turi langą, pro kurį paveikslai nušviečiami. Turėdami plokščias, bet stereoskopiškai nuimtas fotografijas įvairių objektų, landšaftų, dangaus kūnų ir t. t. ir žiūrėdami į tas fotografijas pro stereoskopą, mes matysime tuos objektus, landšaftus ir t. t. reljefiškai. Stereoskopiškas fotografijas galima pagaminti ta pačia fotografine kamera, nustačius ją ant objekto vieną sykį taip, kaip jį mato kairioji akis, kitą sykį taip, kaip tą patį objektą mato dešinioji akis. Galima pasinaudoti tam reikalui ir stereo - fotografine kamera, kuri turi du objektyvus. Kampinį atstumą tarp šitų dviejų objektyvų galima keisti pagal reikalą ir, vadinasi, tuo pačiu laiku nustatyti juos į fotografuojamąjį objektą taip, kaip į jį nusistato žiūrinčios dvi žmogaus akys. Tokiu būdu galima paruošti arba stereoskopiškus diapozityvus arba plokščius stereoskopiškus paveikslus ir stereoskopo pagalba gauti reljefišką objekto vaizdą.



145 pieš.

Taigi žiūrėdamas viena akimi žmogus gauna plokščią objekto vaizdą. To objekto atskiros dalys arba atskiri taškai atsivaizduoja atskirose retinos dalyse. Žiūrint kita akimi į tą patį objektą, jo atskiros dalys arba taškai atsivaizduoja atitinkamose retinos dalyse iš atžvilgio į pirmosios akies retiną. Fiksavimas atskirų objekto dalių atskirose retinos dalyse ir atitikimas vienos akies retinos dalių kitos akies retinos dalis ir veda prie to, kad žiūrėdami į plokščius paveikslus mes gauname įspūdį erdviškai padalintų objekto dalių, gauname reljefo įspūdį. Sąryšy su šitais dalykais yra mūsų perspektyvos supratimas ir perspektyvus matymas. Šituo tačiau atveju tam tikras auklėjimas turi išvystyti mumyse sugebėjimą žiūrint į plokščią paveikslą, dailininko pagamintą, pamatyti įvairius tame paveiksle atvaizduotus objektus perspektyvoje. Mes turime įspūdį plokščio visais tais atvejais, kada tie ar kiti objektai arba to paties objekto atskiros dalys randasi tam pačiam atstume nuo mūsų akies. Aišku, kad joks dailininkas niekuomet nesugebės atvaizduoti drobėje, popieriuje, aplamai plokštumoje skirtumus tarp artimesnių

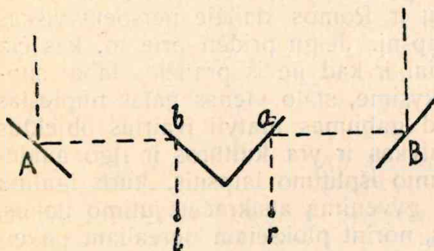
ir tolimesnių objektų taip, kaip yra iš tikrųjų gamtoje. Gamtos spalvų atvaizdavimo atžvilgiu šių dienų dailininkai yra pasiekę labai augštą tobulumo laipsnį. Bet dailininko paveikslas visuomet yra sustingęs dalykas, tuomet kaip gamtos vaizdas yra gyvas dalykas ir atrodo vienaip, žiūrint į jį iš vienos pusės, ir kitaip, žiūrint į jį iš kitos pusės. O žiūrėdami į plokščią paveikslą mes šitų skirtumų nepastebėsime. Taigi suprantama, kad pirmykštės kultūros žmonės piešia paveikslus plokščiai be jokios perspektyvos, piešia juos taip, kaip jie juos mato. Kultūros istorija įgalina mus sekti perspektyviško paveikslų piešimo plitimą nuo paleolitinio laikmečio, nes nuo tų laikų kai kuriuose urvuose yra užsilikę pirmykščių dailininkų paveikslai įvairių gyvulių ir įrankių. Įdomus tai yra faktas, kad jau ir tuomet piešiniai spalvų atžvilgiu buvo gan tobuli. Bet tuose paveiksluose nepastebėsi nė pėdsakų perspektyvos. Ypatingai daug medžiagos šituo atžvilgiu duoda mums Egipto kultūros liekanos. Egipto šventovėse, piramidose ir šiaipjau griuvėsiuose yra išlikę daugybė meno kūrinių, plastiškai reljefiškų, ir piešinių, labai turtingų spalvų atžvilgiu. Technikinė tų kūrinių pusė atrodo labai tobulai, kontūrai visur labai aiškūs ir švelnūs. Bet nėra šešėlių, ir plokštumos visur vienodai nupieštos. Perspektyvos jokios. Visos figūros vienodo didumo, išėmus tik faraoną, kuris atvaizduotas žymiai didesnis, kaip kitos figūros. Tolimi ir artimi objektai atrodo vienodo didumo. Niekur nematyti perspektyviško sutrumpinimo. Žmonių ir gyvulių figūros atvaizduotos visuomet taip, kad veidai atrodo profily, o kojos pasuktos į šalį. Fizikas Machas sulygina Egipto paveikslus su herbarium, nes Egipto paveiksluose figūros įspaustos į plokštumą, nelyginant kaip augalai įdėti į kartono plokštumą herbariume. Dalykas tas, kad Egiptiečiai piešė tiesiog taip, kaip jie matė, kaip piešia ir šiandien įvairius objektus maži vaikai. Bet visgi ilgainiui buvo pastebėti nedideli skirtumai tarp į plokštumą įspaustų figūrų ir originalų, ir pastangos šituos skirtumus pašalinti privedė pagaliau prie perspektyviško piešimo. Taigi suprantama, kad perspektyviškas paveikslų piešimas išplito iš reljefiškos plastikos. Jau asiriečiai šituo atžvilgiu yra pažengę žingsnį pirmyn ir dar didesnį žingsnį pirmyn šitoje srityje yra pažengę kiniečiai, kurie, kaip matyti iš jų paveikslų, turi jau perspektyvos jutimą. Graikų ir Romos dailėje perspektyviškas piešimas yra pasiekęs jau labai augštą tobulumo laipsnį. Jeigu pridėti prie to, kas čia pasakyta, kad maži vaikai piešia taip, kaip egiptiečiai, ir kad jie iš pradžios labai sunkiai supranta, kodel perspektyviškame paveiksle, sakysime, stalo vienas galas nupieštas žymiai didesnis, kaip kitas galas, tai bus aišku, kad gabumas matyti įvairius objektus plokščiame paveiksle perspektyvoje nėra įgimtas dalykas ir yra kultūros ir ilgo auklėjimo vaisius. Reikia pasiekti tam tikras intelektualinio išplitimo laipsnis, kuris įgalina žmogų valdyti savo jutimus ir pažvelgti į gamtą ir gyvenimą atsikračius jutimo įtakos, norint nerealiuose dalykuose pamatyti dalį realybės, norint plokščiam nerealiam paveiksle pastebėti gyvą gamtos vaizdą, žiūrint dramą scenoj iš vienos pusės nemanyti, kad ten žmonės iš tikrųjų žudo vienas kitą arba myli vienas kitą ir nebėgti iš vietos pagalbon, bet iš kitos pusės visgi matyti tame, kas darosi scenoj, dalį tikro gyvo gyvenimo. Taigi tokiais atvejais prie betarpiškų tiesioginių akies plokščių įspūdžių reikia mokėti pridėti visą tą prityrimą apie erdvumą, kietumą, reljefą, kurį mes įgyjame betarpišku matymu, kuris prityrimas įgyja tam tikros mūsų proto interpretacijos, ir tik tada mes galime kalbėti apie tikrą dvasinį matymą.

Grįšime dabar vėl prie stereoskopo, kuris pastaraisiais laikais įgijo didelės reikšmės kaip vaizdingam mokymui, taip ir tyrinėjimams. Jeigu patalpinsime du vienodus rodiklius pačiam vidury dviejų plokščių stereoskopiškų paveikslų aa' ir bb' (žiūr. 145 pieš.), tai žiūrint pro stereoskopą vaizdai tų rodiklių susilies į vieną vaizdą ir mes matysime reljefišką paveikslą su vienu rodikliu to paveikslo vidury. Jeigu dabar vieną iš tų rodiklių mikrometriniu sraigtu pastumsime į šalį, tai superpozicija abiejų rodiklių vaizdų pasikeis, ir kadangi mes matysime visgi paveiksle tik vieną rodiklį, tai mums atrodys, kad pasikeitė to rodiklio atstumas nuo to ar kito objekto vaizde. Pasistūmimus vieno iš dviejų rodyklių galima atskaityti tam tikroj skalėj, sujungtoj su mikrometriniu sraigtu. Taigi turėdami galvoj stereoskopiško vaizdo atstumą nuo akių, mes galėsime tokiu judamu rodikliu išmatuoti atstumus tarp įvairių objektų, atvaizduotų

fotografijoj arba plokščiame paveiksle, nes mes galėsime nustatyti rodiklį taip, kad jis iš eilės sutaptų su įvairiais objektais plokščiame paveiksle. Reikia tik, kad skalė būtų normuota arba graduota pagalba fotografijos, kurioj tikri atstumai tarp įvairių objektų yra žinomi. Aprašytas čia prietaisas vadinasi stereo-mikrometras, iš jo pritaikinimų paminėsime čia matavimą mėnulio kalnų augštumo ir jo kraterų gilumo. Tam reikalui reikia turėti dvi mėnulio paviršiaus fotografijas, nuimtas taip, kad mėnulio paviršius būtų atkreiptas į objektyvą įvairiais kampais. Aplamai mėnulis visuomet atkreiptas į mus tuo pačiu savo paviršium, bet jis kiek svyruoja apie šitą savo statinę būklę. Taigi mėnulio paviršiaus vaizdas vieną naktį kiek skirsis nuo to pat mėnulio paviršiaus kitą naktį. Todel vieną fotografiją mes galime nuimti vieną naktį, o kitą kitą naktį. Įdėję tokias dvi fotografijas į stereoskopą su stereo-mikrometru, mes gausime reljefišką vaizdą, ir pasiekę mikrometriniu sraigtu iš pradžios tokią rodiklių būklę, kad ji sutaptų su kraterio dugnu, o paskum, kad ji sutaptų su kraterio viršūne, ir atskaitę skalę, mes iš tų davinių galėsime apskaityti kraterio gilumą.

Saulės sistemoje yrą daugybė mažų kūnų, vadinamų planetoidų, kuriuos sunku pamatyti pro geriausius teleskopus, bet kuriuos galima nufotografuoti. Taigi turėdami dvi fotografijas, nuimtas tam tikros dangaus dalies įvairiais laikais ir nagrinėdami fotografiją, būtent, matuodami kiekvieno objekto būklę fotografinėj plokštelėj ir žinodami, kad žvaigždžių relatyvi būklė nepasikeitė, mes galėsime rasti planetoidą, jeigu toksai būtų tiriamoje dangaus dalyje. Bet šitas būdas reikalingas ir daug laiko ir yra gan sunkus. O nufotografavę tam tikrą dangaus dalį vieną naktį ir kitą naktį ir įdėję dvi tokias fotografijas į stereoskopą, mes tuojau pastebėsime planetoidus, kurie reljefiškai bus išsikišę iš fono, sudaryto žvaigždėmis.

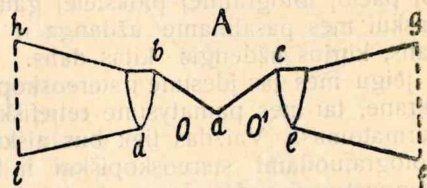
146 piešinys atvaizduoja Helmholtz'o tele-stereoskopą, kuris įgalina matyti reljefiškai sumažintam maštabe tolimo ir plataus landšafto vaizdą. Mes čia turime du plokščius veidrodžius B ir A, patalpintus tąm tikru kampu gan toli vienas nuo kito. Tarp tų veidrodžių, lygiagrečiai jų patalpinti tuo pačiu kampu du mažesni veidrodžiai b ir a. Vienas veidrodis A duoda landšafto vaizdą taip, kaip jį tiesioginai matytų, sakysime, kairioji akis, kitas veidrodis B taip, kaip jį matytų dešinioji akis. Šviesos spinduliai, atšokę nuo veidrodžių B ir A, patenka į veidrodžius b ir a ir atšoka nuo jų. Taigi žiūrėdami kariąja akimi l į veidrodį b, o dešiniąja akimi r į veidrodį a, mes pamatysime reljefiškai sumažintą, bet smarkiai priartintą tolimo ir plataus landšafto vaizdą. Tolimi milžiniški kalnai atrodys kaip apaugę samanomis akmenys, tolimas miestas atrodys kaip žaislas. Jeigu žmogus gali daug ko pasimokyti iš kultūros istorijos, tai jis nemažiau gali pasimokyti stengdamasis suprasti, kokį pasaulio vaizdą mato kiti gyvi sutvėrimai, kurių akys, panašios į mūsų akis, patąlpintos ne taip kąip mūsų akys, bet, sakysime, žymiai toliąu arba arčiau viena nuo kitos ir taip, kad jų ašių negalima suvesti. Helmholtz'o tele-stereoskopas rodo, kad milžinas su akimis, toli patalpintomis vieną nuo kitos, matytų tuo pačiu laiku labai didelę ir žymiai priartintą erdvės dalį, bet žymiai sumažintame maštabe. Antra vertus, tokios akys, kurių optikos ašių negalima suvesti į tą patį objektą, matys artimesnius objektus padidintame maštabe. Tuo galima lengvai įsitikinti paėmus du plokščius veidrodžius ir pastačius juos dideliu kampu vienas kito atžvilgiu. Žiūrėdami į tokį veidrodį, mes matysime du veido vaizdus. Žvairuojant akimis ir pakankamai pąsipraktikavus galima nustatyti kairiąją akį į vieną vaizdą, o dešiniąją aki į kitą. Mes tada pamatysime savo veidą smarkiai padidintu, taip kad nosis savo didumu atrodys kaip bato aulas, antakiai kaip didelės šakos, dantys kaip basliai. Visi paukščiai turi tokias akis. Jų akys pątalpintos taip, kad optikos ašys negali būti suvestos, ir todel paukščiai gauną nuo kiekvieno objekto du skirtingus vaizdus. Galima manyti, kad paukščiai artimiausią aplinką mato smarkiai padidinto maštabo, o tolimą aplinką sumažinto maštabo, bet plačiose ribose.



146 pieš.

Taigi mūsų pasaulio vaizdas pareina žymiai nuo mūsų akių, ir būtybės, turinčios kitokias akis, kitaip patalpintas, mato tą patį pasaulį visiškai kitaip.

Paimsime kubinį decimetrą, padirbtą iš plonos vielos ir padalintą vielomis į kubinius centimetrus. Pastatysime užpakaly tokio kubinio decimetro kokį nors kūną, o tarp jų patalpinsime stiklo plokštelę. Žiūrėdami pro kub. decimetro tinklą abiem akim, mes gausime įspūdį interpenetracijos paimto kūno ir kub. decimetro tinklo, ir vaizdas atrodys taip, kad, tarytum, kub. decimetro tinklas įsiskverbia i kūną, ir todel toksai vaizdas įgalins nustatyti ir atskirų kūno dalių tūrį ir jų relatyvų atstumą. Jeigu mes paruošime dvi tos pačios skalės fotografijas taip, kaip tą skalę mato kairioji ir dešinioji akis, ir įdėsime šitas fotografijas į stereoskopą (žiūr. 147 pieš.), tai žiūrėdami pro tokį stereoskopą į erdvę, mes gausime įspūdį nuo skalės bruožų kaip nuo stulpų, kurie yra išsitiesę linija į gilumą. Savaime suprantama, kad galima nufotografuoti kub decimetras iš vielos, padalintas į kub. cm. stereoskopiškai, ir įdėti tos fotografijos ih ir fg į stereoskopą, kaip rodo 147 piešinys. Patalpinę tarp stereoskopo linzių db ir ec dvi stiklo plokšteles ba ir ca atitinkamu kampu viena kitos atžvilgiu ir žiūrėdami dabar viena akimi pro plokštelę ba ir kita akimi pro plokštelę ca, mes gausime aplinkos A vaizdą, interprenetruotą kubinio decimetro tinklu, nes spinduliai iš aplinkos A pasieks mūsų akis perėję pro stiklo plokštelę ba ir ca, o šviesos spinduliai nuo stereoskopiškų fotografijų kubinio decimetro ih ir fg pasieks mūsų akis atšokę nuo šitų dviejų plokštelių, taip kad mes pagaliau gausime vaizdą tokį pat, kaip žiūrėdami pro stereoskopo linzes tuo pačiu laiku ir į aplinką A ir į kub. decimetro tinklo stereoskopiškas fotografijas. Taigi tokiu prietaisu mes galėsime įvertinti atskirų erdvės dalių atstumą vieną nuo kitos ir jų tūrį. Didelis Austrijos fizikas ir filosofas Ernstas Machas atkreipė į šituos dalykus dėmesio dar 1866 metais, nurodydamas, kad stereoskopas žymiai gali praplėsti matavimo metodus. Bet tik pabaigoje XIX šimtmečio, būtent, 1899 metais, Vokietijos optikos firma Zeiss realizavo šitą Macho ideją. Minėta firma gamina dabar teleskopus tiesioginio matymo binoklių pavidalo (apie tokius teleskopus kalbėjome praeitam paragrafe). Vaizdai tokiuose teleskopuose apgręžiami tiesiakampėmis prizmomis arba net ir plokščiais veidrodžiais. Suderinus tokius du teleskopus taip, kad jų objektyvai ir, vadinasi, apgręžiančios prizmos būtų žymiai toliau vienas nuo kito, kaip okularai, toksai dvigubas teleskopas veiks kaip stereoskopas, ir todel žiūrint pro tokį teleskopą - binoklį landšafto plastika bus smarkiai padidinta ir reljefo įspūdis žymiai sustiprintas. Todel tokie teleskopai vadinasi reljefo teleskopais. Kadangi čionai objektyvai duoda realius objektų vaizdus, tai toje vietoje, kur susidaro tie realūs vaizdai, galima patalpinti vienam ir kitam teleskope skalės, padirbtos taip, kaip tą pačią skalę mato kairioji ir dešinioji akys. Žiūrėdami pro tokį dvigubą teleskopą į apylinkę, mes turėsime įspūdį reljefiško landšafto, į kurį nuo mūsų akies tęsiasi linija stulpelių, ir todel galėsime, remdamies tais stulpeliais (skalės padalinimų bruožais), tiesioginai atskaityti atstumą nuo mūsų atskirų landšafto dalių. Taigi toksai dvigubas teleskopas šiandien turi didelės reikšmės ne tik karo metu, bet ir taikos metu, kaipo stereoskopiškas atstumų matuotojas. Aišku, kad stereo - mikrometras, aprašytas anksčiau, ir stereo - teleskopas yra to paties Macho nurodyto fakto vaisius.



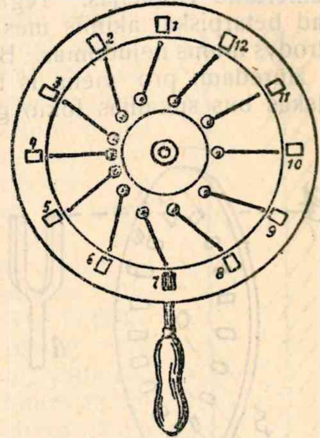
147 pieš.

Pagaliau tas pats Machas, kurio aplamai, kaip ir Helmholtz'o, dideli nuopelnai akies funkcijų ištyrime, nurodė dar vieną svarbų stereoskopo sąryšy su fotografija pritaikinimą, kuris artimiausioje ateityje turės didelės reikšmės vaizdingumui, kaip mokomųjų metodų taip ir tyrinėjamųjų metodų, padidinti. Kaip mes vėliau pamatysime, veikimas šviesos spindulių jautriai fotografinei plokštelei pareina nuo šviesos stiprumo ir nuo veikimo laiko. Efektas fotografinėj plokštelėj yra proporcingas tiems dviems dydžiams. Taigi visiems, kurie verčiasi fotografija, yra gerai žinomas toks faktas. Jeigu fotografuojamas asmuo nesėdės ramiai, o judins savo galvą, rankas ir kojas, tai fotografijoj bus to asmens paveikslas su keleta galvų, rankų ir kojų, nelyginant kaip

Indų dievaičio paveikslas. Taip pat, jeigu fotografuojamas asmuo atsistos ir pasišalins nuo fotografinio aparato prieš uždarant objektyvą, tai ant negatyvo bus ne tik to asmens paveikslas, bet ir paveikslai visų tų objektų, kurie buvo jo užpakaly. Asmuo bus, tarytum, permatomas, pro kurį kiaurai matysis eilė objektų jo užpakaly. Tarp kito ko Brewsteris pirmutinis, remdamasis šituo faktu, nurodė būdą gaminti vadinamiems vaidinimo arba spiritistiškiems paveikslams. Dalykas tas, kad neramiai sėdint fotografuojamam asmeniui, jo galva, rankos ir t. t. bus nufotografuotos įvairiose fotografinėse plokštelės dalyse taip pat, kaip jam pasišalinus nuo fotografinio aparato prieš laiką, šviesa nuo objektų, kurie buvo jo užpakaly, kris į nepaliestos dar šviesos fotografinės plokštelės dalis arba net ir į paliestų tik paviršutiniam sluogsny, bet nepaliestų dar gilesniuose sluogsniuose, taip kad nuo vieno objekto bus efektas fotografinej plokštelėj paviršutiniam sluogsny, o nuo kito objekto, kuris buvo užpakaly, tolesniame sluogsny ir t. t.. Turėdami stereo-fotografinę kamerą, mes galime fotografuoti, sakysime, sudėtinį mechanizmą, pavyzdžiui, fotografuoti veikiančios garų mašinos cilindrą taip. Mes toj pačioj fotografinėj plokštelėj gauname, sakysime, du vaizdus uždaryto mechanizmo, paskui mes pašaliname uždangą ir fotografuojame vidurį, pašalindami iš eilės tokias dalis, kurios uždengia kitas dalis. Tokiu būdu mes gausime dvi stereo-fotografijas, ir jeigu mes jas įdėsime į stereoskopą arba stereoskopišku proekcijos aparatu atmesime ekrane, tai mes pamatysime reljefiškai sudėtinio mechanizmo vaizdą, kuris bus visiškai permatomas. Vaizdas tiek bus aiškus, kad jokie brėžiniai negalės su juo susilyginti. Fotografuodami stereoskopiškai ir kinematografiškai tuo pačiu laiku, mes galėsime demonstruoti sudėtinio mechanizmo atskirų dalių judėjimą su tokiu aiškumu, kurio nepasieks jokie brėžiniai. Paaiškinsime šitą Macho idėją dar vienu pavyzdžiu. Nufotografuosime stereoskopiškai žmogaus kiaušo smilkinį. Pašalinę kiaušą atitinkamai patalpinsime prieš tą patį objektyvą žmogaus vidujinės ausies atspaudą ir pagaliau pašalinę šitą atspaudą patalpinsime atitinkamai žmogaus ausies labirinto atspaudą. Tada mes toj pačioj plokštelėj turėsime stereoskopiškas fotografijas vieną po kitos smilkinio ir išvidinių ausies dalių. Mes galime pagaminti nuo negatyvų diapozityvus arba pozityvus. Idėję pozityvus į stereoskopą arba atmetę ekrane stereoskopiškai diapozityvus, mes turėsime reljefišką permatomą vaizdą, taip kad per smilkinio kaulą kiaurai matysis vidurinė ir išvidinė ausies dalys su pastarosios dalies kanalais ir sraige. Savaime suprantama, kad šituo metodu mes galime pagaminti stereoskopiškas fotografijas įvairių žmogaus kūno dalių ir žiūrėdami į tokias fotografijas pro stereoskopą, turėsime aiškų reljefišką permatomą vaizdą, sakysime, žmogaus kojos su oda, muskulais, gyslomis, nervais, kaulais. Netenka kalbėti, kokios tai didelės turi reikšmės dėstant anatomiją arba chirurgui atliekant tą ar kitą operaciją. Fotografuodami Rentgeno spinduliais mes suteiksime tiems vaizdams dar didesnį aiškumą išvidinės struktūros atžvilgiu. Bet suderinimas stereoskopo su fotografine kamera turi didžiausios reikšmės ne tik pritaikomiems mokslams, bet ir grynai mokslingų tyrinėjimų srityje. Reikia tik atsiminti, kiek palengvina surasti bendrus dėsnius, bendros formulos grafiškas atvaizdavimas visos eilės konkrečių davinių, kuriuos mes gauname remdamies tik mūsų jutimo organų įspūdžiais. Grafiškas vaizdas duoda mums tai, ko nesugeba duoti atskirų jutimo organų įspūdžiai, būtent, parodo mums, kurios rūšies funkcionalus priklausomumas veikia tarp matuojamų dydžių. Vartojimas stereoskopo sąryšy su fotografine kamera ne tik parems šita prasme mūsų jutimo organų veikimą, bet įgalins pastebėti tokius dalykus, kurių arba visiškai negalima pastebėti remiantis tik jutimo organais ir jų įspūdžių vertinimu arba labai sunku pastebėti. Taigi bus žymiai palengvintas visiškai naujų dalykų išradimas ir naujų ryšių pastebėjimas, nekalbant jau apie žymų sustiprinimą vaizdingumo ir aiškumo mokymo srityje. Tai teigiamai atsilieps ir žmogaus dvasios kūrybai, nes juo aiškesni žmogaus galvoje vaizdai ir sąvokos, juo gausesnė bus jo kūryba, nes tik tada žmogaus protas gali duoti ką nors nauja, kada jis arba intuityviai arba sąmoningai turi aiškų vaizdą to ar kito fenomenų komplekso. Reikia tačiau pasakyti, kad šitie Macho nurodymai ligi šių dienų nėra plačiai taikomi.

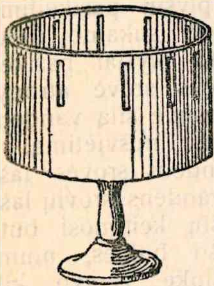
Sukdami patamsy smilkstantį šakalį, mes turime ugnies rato įspūdį. Dalykas tas, kaip jau anksčiau minėta, kad gautas mūsų akies įspūdis tęsiasi dar kurį laiką, būtent,

nuo $^1/_{17}$ ligi $^1/_{12}$ sekundos, nustojus veikti stimului. Tai yra mūsų akies retinos savumas. Galima manyti, kad šviesa sužadina retinos medžiagoje tam tikrą chemišką atmainą, kuri išnyksta atsistatant pirmykštei retinos būklei ne akimirkoje, bet per tam tikrą laiką. Šituo faktu remiasi stroboskopas ir kinematografas. 148 piešinys atvaizduoja vadinamąjį stroboskopišką diską, kuris galima sukti lėčiau arba greičiau apie gulsčią ašį, einančią per disko vidurį statmeniškai popieriaus plokštės. Iš kranto diskas turi eilę skylių arba plyšių tam pačiam atstume vienas nuo kito, paprastai nuo 12 ligi 16 plyšių arba dukart po tiek, arba triskart po tiek. Vienoj disko pusėj nupiešta tiek švytuoklių, kiek yra plyšių. Kiekviena švytuoklė nukrypus nuo normaliosios arba pusiausvyros būklės tam tikru kampu, kuris atitinka švytuoklės svyravymo fazę iš eilės. Per visas švytuokles mes turėsime visas vieno jo periodo švytavimo fazes. Patalpinsime dabar prieš diską iš tos jo pusės, kur nupieštos švytuoklės, plokščią veidrodį ir žiūrėsime iš kitos pusės disko pro vieną plyšį, sakysime, pro 1 plyšį į veidrodį. Sukant diską pro akį bėgs iš eilės atskiri plyšiai. Kiekvieną sykį, kada plyšys užims būklę kaip tik prieš akį, mes pamatysime švytuoklę, nukrypusią tam tikru kampu, vadinasi, tam tikroje švytavimo fazėje. Bet kadangi tie vaizdai seks vienas kitą labai greitai, tai įspūdis nuo vieno vaizdo tęsis dar ir tada, kada akis gaus įspūdį nuo kito vaizdo. Taigi visi šitie įspūdžiai duos mums švytuoklės tolydinio judėjimo įspūdį. Mes matysime švytuojančią švytuoklę. Bet kadangi kiekviena disko švytuoklė pakeičiama kita švytuokle tais pačiais laikotarpiais, tai mes pamatysime ne tik viršutinę švytuoklę žiūrėdami pro viršutinę skylę, bet ir visas kitas švytuokles, tik įvairiose švytavimo fazėse, ir todel turėsime įspūdį per eilę švytuoklių slenkančios bangos. Šitą reginį galima demonstruoti keletai žmonių, sukoncentravus linze šviesos spindulių pluoštą į vieną iš plyšių iš užpakalio stroboskopiško disko ir atmušus perėjusius pro plyšį spindulius plokščiu veidrodžiu pryšakiniame stroboskopiško disko paviršiuj.

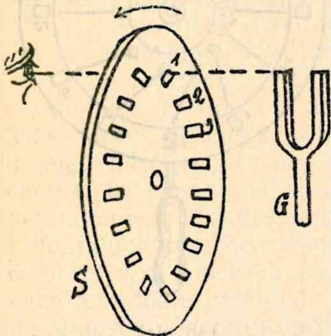


148 pieš.

149 piešinys atvaizduoja stroboskopišką cilindrą. Tasai cilindras lengvai gali būti sukamas apie vertikalią ašį ir arčiau nuo viršutinio kranto jis turi nuo 12 ligi 16 arba dukart daugiau išilginių plyšių. Dabar įdėjus į cilindrą popieriaus juostą taip, kad ta juosta išklotų iš vidaus cilindro sienas, jeigu toj popieriaus juostoj randasi nuo 12 ligi 16 paveikslų, atvaizduojančių kokio nors objekto atskiras judėjimo fazes, tai žiūrint pro vieną iš plyšių ir sukant cilindrą galima bus pastebėti tolydinis objekto judėjimas. Aišku, kad kiti stebėtojai gali žiūrėti pro kitus plyšius, taip kad stroboskopišku cilindru galima naudotis tuo pačiu laiku keliolikai žmonių. Kaip jau praeitam paragrafe minėta, suderinimas stroboskopiško principo su proekcijos aparatu sudaro kinematografą, su kurio pagalba momento fotografijos žmonių ir gyvulių atskirų judėjimo fazių ir aplamai įvairių judėjimų atmetami ekrane. Pažymėsime ir čia, kad suderinimas stroboskopiško ir stereoskopiško principų su fotografija irgi žymiai praplečia mokymo ir tyrinėjimo vaizdingumo ribas. Mikroskopas, kaip jau mes matėme, įgalina mus sekti erdvę padidinto maštabo, taip sakant, padidintą erdvę, taip kad mes galime pamatyti daugiau detalių toje erdvės dalyje. O kitais atvejais mums labai svarbu turėti priemonių sekti erdvei sumažinto maštabo. Remiantis tiesioginiais jutimo įspūdžiais sunku būtų įsigyti aiškų vaizdą sausumos ir vandens padalinimo mūsų žemėj, atlikus net ir keletą kelionių aplink pasaulį, nes objektas čia perdidelis mūsų matymo laukui ir todel sunku yra intelektualiai suvesti į vieną vaizdą daugybę atskirų detalių. Geografinis žemėlapis sutraukia visą žemės vaizdą į nedidelį plotą, ir todel vaikas, turė-


149 pieš.

damas prieš save tokį žemėlapį, turi daug aiškesnį sausumos ir vandens žemėje padalinimo vaizdą, kaip suaugęs žmogus, kuris skaito šito padalinimo smulkų aprašymą. Stroboskopas įgalina mus padidinti laiko maštabą ir sekti tiesioginai tokius judėjimus, kurie yra pergreiti, kad mes galėtumėm pastebėti atskiras tų judėjimų fazes. Momento fotografijos paukščių lėkimo, lygiai kaip lekiančių šovinių sąryšy su oro judėjimais, kuriuos jie sudaro, yra žinomi laiko padidinimo pavyzdžiai. Paimsime per pavyzdį kamertono vibracijas. Tegu kamertonas atlieka 100 vibracijų per 1 sekundą. Aišku, kad betarpiškai akimis mes kamertono judėjimų nepastebėsime, ir skambąs kamertonas atrodys mums nejudomas. Bet paėmę apskritą diską (žiūr. 150 pieš.) su 20 skylių arba plyšių ir žiūrėdami pro vieną iš tų plyšių į vibruojantį kamertoną suksime tą diską. Jeigu diskas bus sukamas tokio greitumo, kad per vieną sekundą jis atliks 5 pilnus sūkius, tai pro mūsų akį per vieną sekundą prabėgs 100 plyšių, ir tada vibruojantis kamertonas atrodys mums nejudomas, nes pakol, sakysime, 2 plyšys užims 1 plyšio vietą, praslinks $^{1}/_{100}$ sekundos, ir per tą laiką kamertono šaka, į kurią mes žiūrime pro plyšį, atliks vieną pilną vibraciją, ir todel tuomet, kada plyšys 2 atsidurs ties akimi, kamertonas bus kaip tik toje pačioje būklėje, kurioje akis jį matė, kada ties akimi buvo plyšys 1. Tas pats bus, kada ties akimi atsidurs plyšys 3, 4 ir t. t. Bet jeigu diskas sukamas truputį lėčiau, sakysime, taip, kad per 1 sekundą pro akį prabėga ne 100, o tik 99 plyšiai, tai tuomet per tą laiką, per kurį 2 plyšys užima 1 plyšio vietą, kamertonas atlieka 1 savo pilną vibraciją ir dar $^{1}/_{99}$ savo vibracijos. Kada 3 plyšys užima 1 plyšio vietą, kamertonas esti atlikęs dvi savo pilnas vibracijas ir dar $^{2}/_{99}$ vibracijos. Kada 4 plyšys atsidurs 1 plyšio vietoje, kamertonas bus atlikęs 3 savo pilnas vibracijas ir dar $^{3}/_{99}$ vibracijos ir t.t. Taigi žiūrėdami pro plyšius tokiu būdu sukamo disko į kamertoną, mes jį matysime vis kitoje ir kitoje būklėje. Kada 99 plyšys pasieks mūsų akį, vadinasi, per 1 sekundą laiko, kamertonas bus atlikęs 99 pilnas vibracijas ir dar 1 pilną vibraciją. Taigi mums atrodys, kad kamertonas vibruoja 1 sekundos periodu, kad jis atliko 1 pilną vibraciją, tuo tarpu iš tikrųjų jis yra atlikęs 100 vibracijų, nes jis vibruoja periodu $^{1}/_{100}$ sekundos. Taigi čia kamertono vibracijos laikas padidintas 100 sykių, ir todel stebėtojas betarpiškai aiškiai mato kamertono judėjimus. O jeigu mes suksime diską tokio greitumo, kad laikotarpis pakeitimo vieno plyšio kitu artimiausiu plyšiu bus mažesnis kaip $^{1}/_{100}$ sekundos dalis, tai kamertonas savo vibracijose atsiliks nuo plyšių pasikeitimo ir jo vibracijos atrodys mums apgręžtos. Žiūrėdami pro plyšius tokio sukamo disko į vandens srovę, mes galėsime tam diskui suteikti tokį greitumą, kad plyšiai pasikeitinės to pat greitumo kaip vandens srovės lašai. Tada mums vandens srovė atrodys nejudoma, sustingusi, ypač smarkus efektas bus tuomet, kada nušviesime šitą vandens srovę pro sukamo disko plyšius. Tada mes turėsime pertraukiamą nušvietimą, ir laikotarpis tarp dviejų nušvietimų bus lygus pasistūmimui vieno vandens srovės lašo į kito lašo būklę. Sukdami gi diską lėčiau, mes aiškiai matysime vandens srovių lašų judėjimą žemyn. Sukant gi diską greičiau, taip kad laikotarpis plyšių keitimosi būtų trumpesnis kaip laikotarpis vieno lašo nukritimo ligi kito lašo būklės, mums atrodys, kad vandens srovė muša augštyn, vandens lašai, užuot slinkę žemyn, kils augštyn. Judėjimas, taip sakant, bus apgręžtas.

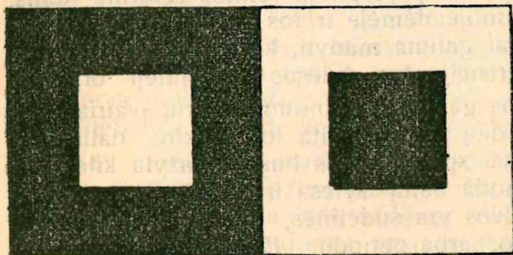


150 pieš.

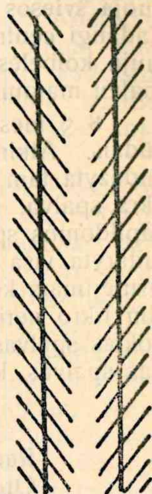
Savaime suprantama, kad nemažesnės reikšmės vaizdingumui turės ir laiko sutrumpinimas, kurį mes irgi galime realizuoti remdamies kinematografiškai stroboskopišku principu. Tasai laiko sutrumpinimas įgalins mus betarpiškai akims matyti, kaip auga augalas, kaip plinta ir auga embrionas. Mes galime šituo metodu demonstruoti gyvio evoluciją ir parodyti smarkiai pagreitintu tempu pakeitimą vienų gyvių rūšių kitomis. Kalbėdamas apie šituos dalykus Machas sako: „Šitie dalykai daro labai smarkų intelektualinį įspūdį. Įsivaizduokim sau, kokį iškilmingai estetišką ir etišką įspūdį padarys jums,

jeigu jūs ekrane per keletą sekundų pamatysite visą žmogaus gyvenimą: jo gimimą, jo augimą ir plitimą, subrendimą ir pagaliau jo sukritimą senatvėje". Taigi Machas neabejoja, kad stroboskopiškas kinematografiškas metodas ne tik padidins mokymo ir tyrinėjimo vaizdingumą, bet nušvies ir parodys ir tokius dalykus, kurių betarpiškai negalima pastebėti.

Sąryšy su mūsų sprendimu apie objektų didumą ir jų relatyvų atstumą vienas nuo kito, trumpai pažymėsime čia tą akies savumą, kuris vadinasi iradiacija ir kuris yra priežastis kai kurių optiškų iliuzijų. 151 piešinys atvaizduoja baltą kvadratą juodame fone ir juodą kvadratą baltame fone. Žiūrint į tuos kvadratus, baltas kvadratas atrodo aiškiai didesnis kaip juodas kvadratas, tuo tarpu iš tikrųjų tas baltas kvadratas yra kiek mažesnis kaip juodas kvadratas. Dalykas tas, kad šviesos taškų vaizdai akies retinoj nėra taškai, bet ratukai, vadinasi, užima tam tikrą plotą del jau ankščiau nurodytos akies sferinės aberacijos. Taigi kiekvienas taškas balto kvadrato krantų akies retinoj užima tam tikrą plotą, ir todel mums atrodo, kad to balto kvadrato ribos išsiplečia į juodą sritį. Antra vertus, balti juodo kvadrato krantai del tos pačios priežasties išsiplečia į juodą kvadratą, ir todel tas kvadratas atrodo mums mažesnis. 152 piešinys atvaizduoja porą linijų skersai nuožulniai išbraižytų. Tos linijos atrodo taip, kad, tarytum, jos sueina iš vieno galo ir prasiskiria iš kito galo, o iš tikrųjų tos dvi linijos yra ištiestos lygiagrečiai. Šitokio įspūdžio priežastis yra ta pati, kaip ir fenomeno, duoto per pirmąjį pavyzdį.

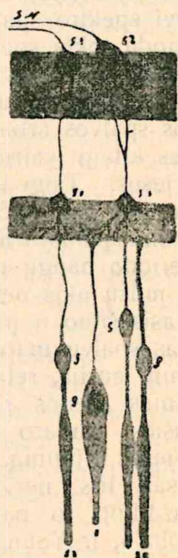


151 pieš.



152 pieš.

Pagaliau paliesime spalvų jutimo ir spalvų matymo klausimą. Reikia pasakyti kad tas klausimas šiandien toli gražu dar nėra išaiškintas. Šito paragrafo pradžioje mes jau nurodėme, kad akies retina struktūros atžvilgiu yra panaši į smulkią mozaiką. 153 piešinys atvaizduoja akies retinos dalies skerspjūvį. S N reiškia du nervus, kurie priklauso nervų pluoštui, įeinančiam į akį toje vietoje, kuri yra nejautri šviesai (tamsi dėmė). G^1G^1, G^2G^2, G^3G^3 yra trys ganglijų sluogsniai. Kaip rodo piešinys, ganglijai sujungti smarkiai išsišakojusiais nervais. Aplamai šviesos ir spalvų jutimo atžvilgiu išimtinės reikšmės turi patsai išvidinis retinos sluogsnis, kuris susideda iš nervų galų. Tie nervai baigiasi arba ilgais nedideliais cilindrais St, kurie vadinasi stiebeliai, arba trumpais cilinderiais, kiek išpūstais per vidurį, kurie vadinasi kūgiai arba kolbelės. Kiekvienam retinos kvadratiniam milimetrui tenka apie 500 stiebelių ir apie 200 kolbelių. Daugiausia kolbelių geltonoje dėmėje ir šiek tiek jų randasi artimiausioje tos geltonos dėmės aplinkoje. Dalys retinos toliau nuo geltonos dėmės išklotos stiebeliais. Ant stiebelių galų randasi pigmentas purpuro raudonos spalvos, kuris vadinasi matymo purpuras. Veikiant šviesai šitas purpuras darosi geltonas ir net ir visiškai nustoja spalvos. Retinos sluogsnis, kuriame randasi stiebeliai ir kolbelės, vadinasi bacilarinis sluogsnis arba Jokūbo sluogsnis. Šiandien yra galutinai nustatytas faktas, kad šitas Jokūbo sluogsnis, stiebelių ir kolbelių sluogsnis, yra tikras matomasis organas. Tai išeina visų pirma iš to, kad smulkių objektų didumas, kuriuos mes dar galime matyti, aiškiai



153 pieš.

pareina nuo atstumo tarp kolbelių ir stiebelių. Pagaliau patalpinus ties akimi arčiau nuo sklerotikos krantų liepsną, retinoj susidaro akies kraujo indų šešėliai (Purkinje figūra). Keičiant liepsnos būklę keisis ir šito šešėlio būklė, ir čia mes galime surasti tą retinos vietą arba tą retinos sluogsnį, kuriame susidaro šešėlis. Tokių tyrinėjimų vaisius ir yra tas, kad jautrus šviesai retinos sluogsnis randasi ne tuojau po akies kraujo indų sluogsnio, bet giliau ir kaip tik ten, kur randasi stiebeliai ir kolbelės.

Aplamai, remiantis fiziologiniais tyrimais su akimi, galima padaryti išvadą, kad retinos periferinės dalys sugeba tik atskirti šviesą nuo patamsio, arba aplamai percepuoja šviesos stiprumo skirtumus, tuo tarpu spalvas percepuoja retinos centrinė dalis. Kadangi centrinėje retinos dalyje, o ypač geltonoje dėmėje ir tos dėmės duobelėje vyrauja kolbelės, o retinos periferijoj stiebeliai, tai galima manyti, kad kolbelės yra tikri spalvų matomieji organai, o stiebeliai nediferencijuotos šviesos matomieji organai.

8 § mes jau matėme, kad spektro spalvas galima kombinuoti įvairių įvairiausiais būdais. Atkirtus tuo ar kitu būdu tam tikrą dalį spektro, kita to spektro dalis bus nudažyta tam tikra spalva. Taip pat ir atkirsta spektro dalis bus nudažyta kita tam tikra spalva. Tos dvi spalvos sumaišytos duoda baltą šviesą ir todel jos vadinasi papildomos spalvos. Šitos papildomosios spalvos yra sudėtinės, nes kiekviena iš jų sudaryta visa eile šviesos bangų įvairaus ilgio, arba periodo. Bet Helmholtz'as savo tyrinėjimais konstatavo buvimą spektre ir tokių papildomųjų spalvų, kurios sudarytos tam tikro periodo arba ilgio šviesos bangomis be jokių priemaišų bangų kito periodo. Tokias spalvas Helmholtz'as pavadino sočiomis. Anot Helmholtz'o, spektre mes turime šias spalvas, kurios papildo viena kitą ligi baltos šviesos:

	Bangos ilgis		Bangos ilgis
Raudona	6562 A. U.	Žalsvai mėlyna . .	4921 A. U.
Oranžinė	6072 „	Mėlyna	4897 „
Geltona	5853 „	Mėlyna	4854 „
Geltona	5739 „	Mėlyna	4821 „
Geltona	5671 „	Tamsiai mėlyna .	4645 „
Žalsvai mėlyna .	5636 „	Violetinė	4330 „

Čia bangų ilgiai duoti Armstrongo vienetais A. U., kuris yra lygus 10^{-10} metrų.

Purpuras yra papildomoji spalva žalios. Taigi ta spalva ne monochromatinė, kaip nurodyta šitoje lentelėje, bet sudėtinė, nes ji susideda iš raudonos ir mėlynos spalvų. Dvi spektro spalvos, kurios randasi arčiau kaip papildomosios spalvos, sumaišytos duoda tokią spektro spalvą, kuri randasi tarp jų, ir ta spalva būna juo sotesnė, juo arčiau randasi viena nuo kitos abidvi sumaišytos spalvos.

Iš fakto buvimo monochromatinių papildomųjų spalvų išeina, kad šviesa tam tikros spalvos arba tam tikro bangos ilgio nesudaro charakteringo jai tam tikro jutimo, nes kitaip įvairios poros monochromatinių bangų nesudarytų to paties jutimo baltos šviesos. Taigi tuo atžvilgiu šviesos bangos griežtai skiriasi nuo garso bangų. Kada skamba tuo pačiu laiku dvi muzikalinės gaidos, tai kiekviena iš jų sudaro savo jutimą, ir mūsų ausys atskirai girdi kiekvieną iš tu gaidų. Bet jeigu mūsų akį veikia įvairaus periodo bangų mišinys, tai tas mišinys sudaro vieną bendrą jutimą tos ar kitos spalvos, ir mūsų akis nesugeba išskirti spalvų, iš kurių sudaryta veikianti akį šviesa. Remdamasis šituo ir papildomųjų spalvų fenomenu, iš pradžios Young'as, o paskui Helmholtz'as spalvų matymui suprasti paskelbė ir palaikė trijų pagrindinių spalvų teoriją. Einant teorija, retina turi tris rūšis nervų pluoštų ir, vadinasi, tris rūšis kolbelių. Dirginimas vienos rūšies tų pluoštų sudaro raudonos šviesos jutimą, dirginimas kitos rūšies sudaro žalios šviesos jutimą ir dirginimas trečios rūšies — violetinės šviesos jutimą. Monochromatinė šviesa, veikianti retiną, sužadina paprastai visas tris nervų pluoštų rūšis, bet nevienodam laipsny. Kada visi trys jutimai sužadinti to pat laipsnio, tada susidaro baltos šviesos jutimas. Taigi, pasak Helmholtz'o, ir Young'o, raudona, žalia ir violetinė spalvos esančios pagrindinės arba pirmykščios spalvos Kad iš tikrųjų tos trys spalvos yra pirmykštės spalvos, galima įro-

dyti greitai sukamu disku, padalintu į 3 segmentus, nudažius kiekvieną segmentą viena iš tų trijų spalvų. Reikia tik suderinti tų segmentų plotus arba jų kampus su raudonos, žalios ir violetinės spektro dalių skaidrumu. Sukant tokį diską tos trys spalvos susimaišo ir daro įspūdį baltos šviesos. Bet tuo pačiu disku ir tomis pačiomis trimis spalvomis, keičiant atitinkamai segmentų plotus, galima sudaryti visas žinomas prigimties spalvas. Dailininkų trys pagrindinės spalvos: raudona, mėlyna ir geltona, nėra pagrindinės spalvos, nes maišydami tas spalvas mes negalime sudaryti visų prigimties spalvų. Darant šituos eksperimentus reikia tačiau neužmiršti skirtumo tarp spektro spalvų ir dažų spalvų, apie kurį buvo kalbama 8 §. Be to, ir Helmholtz'o ir Koenig'o įrodyta, kad veikiant retiną papildomomis spalvomis visuomet susidaro jutimai tam pačiam laipsny raudonos, žalios ir violetinės spalvų. Reikia tačiau pasakyti, kad šita Young'o-Helmholtz'o teorija neturi jokio anatominio pagrindo, nes anatomija nežino trijų nervų pluoštų rūšių, taip pat kaip nieko šiandien negalima pasakyti, ar yra koki nors diferenciacija tarp kolbelių spalvų percepcijos atžvilgiu.

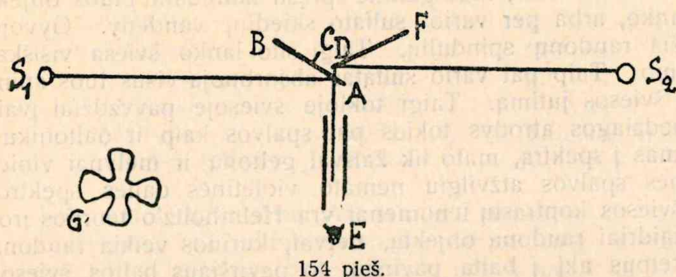
Kai kurie mano, kad buvimas spalvų aklumo yra Young'o-Helmholtz'o teorijos tikrumo įrodymas. Spalvų aklumas dažniausiai reiškiasi tuo, kad retina yra nejautri raudonai šviesai. Šita yda vadinasi daltonizmas, nes garsus Anglijos chemikas Daltonas matė visus raudonos spalvos objektus juodus. Iš kiekvieno šimto vyrų bent keturi turi daltonizmą. Pas moteris ta yda reiškiasi rečiau, būtent, iš 1000 moterų keturios turi daltonizmą. Spalvų aklumas pereina paveldėjimo keliu. Labai retai atsitinka aklumas žaliai ir violetinei spalvoms. Iš Young'o-Helmholtz'o teorijos išeina, kad spalvų aklumas yra surištas su nejautrumu šviesos atžvilgiu arba su silpnu išplitimu vienos rūšies nervų pluoštų arba net ir dviejų rūšių, kas būna žymiai rečiau. Kaip įvairios spalvos objektai atrodo daltonikams, mes galime spręsti žiūrėdami į tuos objektus šviesoje gyvojo sidabro lanko, arba per vario sulfato skiedinį vandeny. Gyvojo sidabro lankas visiškai neleidžia raudonų spindulių. Taigi šito lanko šviesa visiškai nesudaro raudonos šviesos jutimo. Taip pat vario sulfatas absorbuoja visus tuos spindulius, kurie sudaro raudonos šviesos jutimą. Taigi tokioje šviesoje pavyzdžiai įvairiomis spalvomis nudažytos medžiagos atrodys tokios pat spalvos kaip ir daltonikui. Aišku, kad daltonikas, žiūrėdamas į spektrą, mato tik žalsvai geltoną ir mėlynai violetinę jo dalį. O aklas violetinės spalvos atžvilgiu nemato violetinės dalies spektro.

Dažnai manoma, kad ir šviesos kontrastų fenomenai yra Helmholtz'o teorijos įrodymas. Žiūrint kurį laiką į skaidriai raudoną objektą, nervai, kuriuos veikia raudona šviesa, nuvargsta, ir todel atkreipus akį į baltą paviršių, to paviršiaus baltos šviesos raudoni spinduliai nebeveikia raudonos šviesos nuvargintų nervų, žalios ir violetinės šviesos nervų pluoštai bus sužadinti paviršiaus baltos šviesos žalių ir violetinių spindulių. Todel baltame paviršiuje mes pamatysime papildomąją spalvą raudonai, būtent, žalsvai mėlyną. Mažas baltas objektas nudažytame ta ar kita spalva fone atrodo nudažytas papildomąja spalva, pavyzdžiui, baltas ratukas mėlyname fone atrodo rožinės spalvos. Dvi papildomosis spalvos, patalpintos greta viena kitos, atrodo žymiai skaidresnės, du objektai tos pačios spalvos, bet nevienodo skaidrumo, patalpinti greta vienas kito atrodo silpnesni spalvos atžvilgiu. Taigi šviesos kontrastų fenomenas turi didelės reikšmės tam, kad kūno kontūrai būtų ryškūs. Kada tam tikrą retinos dalį veikia smarkus jaudinimas gan ilgai, akyse apsireiškia vadinamieji neigiami objekto likučiai arba neigiamas objekto vaizdas. Užmerkę akį mes matome tą objektą arba atkreipę akį į neutralį foną, bet tas objektas atrodo mums tada nudažytas papildomomis spalvomis. Teigiamas vaizdas arba teigiamieji objekto likučiai pasirodo tada, kada tam tikra retinos dalis smarkiai jaudinama, bet trumpą laiką. Užmerkus akį mes tada matome objektą jo prigimties spalvose, kurių skaidrumas tačiau atrodo sumažintas.

Mes vėliau pamatysime, kad skaidriausioji spektro dalis yra geltona dalis arti nuo D linijos. Jeigu žiūrėdami į spektrą mes imsime nuosaikiai mažinti kolimatoriaus plyšį, tai mes pastebėsime, kad skaidrumo maximumas slenka į žalią spektro dalį, ir kada spektras darosi silpnai nušviestas, tai mums atrodo, kad žalioji jo dalis yra skaidriausia. Ar spektras skaidrus, ar silpnai nušviestas, energijos paskirstymas tarp įvairių jo dalių yra visuomet tas pats. Bet kada mes turime silpną šviesą, tai mūsų akis

darosi jautresnė žaliai ir mėlynai šviesai kaip geltonai. Sitas faktas žinomas kaipo Purkinje efektas. Nurodyta čia jautrumo atmaina turi vietos spektro skaidrumo ribose nuo 150 žvakių - metrų ligi 0,03 žvakių - metrų. Viršum ir žemiau šitų ribų nebėra jokių atmainų maximum skaidrumo atžvilgiu. Purkinje efektas, tarytum, palaiko tą nuomonę, kad retinos stiebeliai yra regimieji organai, kada mes turime šviesą nedidelio stiprumo, tuomet kaip kolbelės yra regimieji organai didelio stiprumo šviesos. Be to, kaip jau anksčiau paminėta, kolbelės yra spalvų regimieji organai ir reiškia maksimum jautrumo geltonai šviesai, tuomet kaip stiebeliai nejautrūs spalvų atžvilgiu, bet užtat reiškia maksimum jautrumo tokioms šviesos bangoms, kurių periodas atitinka žalios šviesos bangas. Remiantis musės ir kitų insektų ir vabzdžių akimis ir tuo, kas čia apie stiebelius pasakyta, dažnai manoma, kad stiebeliai yra rudimentai pirmykščio elementarinio regimojo aparato. Purkinje efektas daro pilnai suprantamu visiems žinomą faktą, kad mėnulio šviesoje visi objektai atrodo žalsvai mėlyni. Taigi mėnulio šviesa atrodo šalta, nes ji yra silpna šviesa. Silpninant spalvotą šviesą prieš užgęstant jai, ji atrodo palša. Mes kalbame tada apie achromatinį intervalą spalvotos šviesos. Sujungus kaitinimo lemputę kriaušėje iš dūminojo stiklo su reostatu ir didinant nuosaikiai pasipriešinimą prieš užgęstant lemputei, šviesa darosi vis raudonesnė ir silpnesnė ir pagaliau palša. Šitą eksperimentą reikia daryti tamsiam kambary.

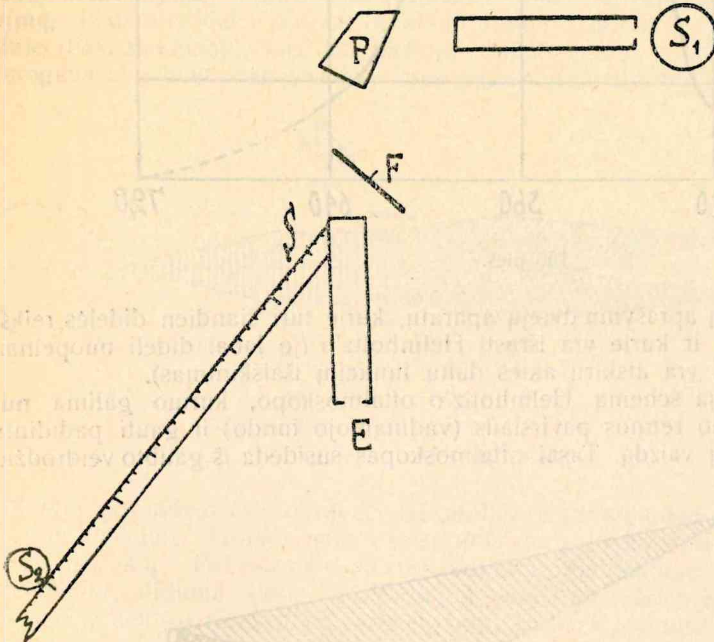
Pagaliau paliesime čia dar klausimą akies relatyvaus jautrumo įvairių spalvų šviesai. Norint išspręsti tiksliai šitą klausimą, reikia žinoti energijos paskirstymą spektro dalyse. Šitas klausimas buvo gerai išnagrinėtas su dideliu skaičium individumų H. E. Jveso, kuris tiems tyrinėjimams pavartojo mirksėjimo fotometrą. 154 piešinys atvaizduoja tokio fotometro schemą. Taškuose S_1 ir S_2 skalėj patalpinti du šviesos ištekliai. BC yra Maltos kryžius (žvaigždė), baltai nudažytas. To kryžiaus tarpai ir sparnai yra vienodo ploto (kryžius G atvaizduotas atskirai). Tasai kryžius gali būti greitai sukamas laikrodžio mechanizmu apie ašį C. Spinduliai, kurie išeina iš šaltinio S_1, sudaro su tuo kryžium kampą 30^0. DF yra baltas ekranas, nušviečiamas šviesos šaltinio S_2, kurio spinduliai sudaro su tuo ekranu kampą irgi 30^0. Tasai ekranas nejudomas. Stebėtojo akis E žiūri pro vamzdį, kurio išvidinės sienos juodai nudažytos, ir sukantis greitai Maltos kryžiui mato tai šviesą šaltinio S_1, atmušto nuo Maltos kryžiaus sparno, tai šviesą nuo šaltinio S_2, atmuštą nuo ekrano DF, kada ties tuo ekranu atsiranda tarpas tarp dviejų kryžiaus sparnų. Taigi jeigu kryžiaus sparnų ir ekrano nušvietimai nevienodi, stebėtojas turės šviesos mirksėjimo įspūdį. Keisdami relatyvų atstumą abiejų šviesos šaltinių S_1 ir S_2 skalėj, kaip paprastam fotometre, mes galime pasiekti tokią būklę, kada kryžiaus sparnai ir ekranas DF bus vienodai nušviesti. Tada šviesos mirksėjimo nebebus, ir mes galėsime surasti abiejų šviesos šaltinių stiprumo santykį remdamies žinomu fotometrijos dėsniu (atvirkščio kvadrato dėsniu). Mirksėjimo fotometras svarbus tuo, kad jis įgalina rasti santykius tarp šviesos stiprumų ir tais atvejais, kada mes turime nušvietimą įvairiomis spalvomis ir įvairaus stiprumo. Sukdami greičiau ar lėčiau Maltos kryžių, mes sumaišysime šviesą dviejų spalvų ir gausime tos ar kitos vienodos spalvos šviesą. Bet dviejų šaltinių šviesos stiprumas bus nevienodas ir mirksėjimas pasiliks. Keisdami relatyvų šviesos šaltinių atstumą, mes galime pasiekti ir tokią buklę, kada šviesos mirksėjimo nebebus, ir tada galime pritaikinti fotometrijos dėsnį. Kiti metodai šviesos stiprumui nustatyti, kada tie stiprumai nedideli, yra Purkinje efekto įtakoje, tuo tarpu mirksėjimo fotometro tas efektas neliečia.



154 pieš.

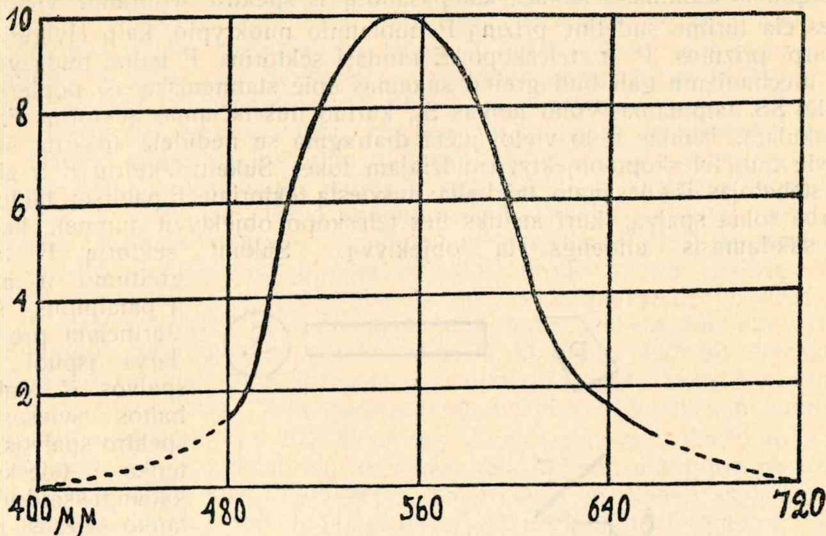
155 piešinys atvaizduoja schemą Jveso mirksėjimo spektro - fotometro, kuriuo jis ištyrė keliolikos individumų akių relatyvų jautrumą įvairių spalvų šviesai. Mes čia

turime, kaip ir spektroskope, kolimatorių su plyšiu, ties kuriuo patalpinta wolframo kaitinimo lemputė s_1, kuri pasižymi dideliu šviesos pastovumu. Tarp šitos lemputės ir plyšio patalpintas dūminasis stiklas, kad pašalintų iš spektro wolframo vielos vaizdą. Paskui mes čia turime sudėtinę prizmą P nuolatinio nuokrypio, kaip Hylgerio spektroskope. Tarp prizmos P ir teleskopo E randasi sektorius F baltai nudažytas, kuris laikrodžio mechanizmu gali būti greitai sukamas apie statmenišką ašį popieriaus plotmėje. Skalėj SS_2 talpinamas Volto lankas S_2, kuriuo nušviečiamas sektorius F. Iš teleskopo E okularas išimtas ir jo vietoj įdėta diafragma su nedidele apskrita skyle, taip kad ta skylė būtų teleskopo objektyvo didžiajam foke. Sukant sektorių F ir žiūrint pro teleskopą stebėtojas iš eilės mato tai baltai nušviestą sektoriaus F paviršių, tai tokią spek tro dalį arba tokią spalvą, kuri atsitiks ties teleskopo objektyvu tuomet, kada sektorius F sukdamasis atidengs tą objektyvą. Sukant sektorių F tam tikro greitumo ir atitinkamai jį patalpinus, stebėtojui, žiūrinčiam pro teleskopą, darys įspūdį sudėtinės spalvos iš Volto lanko baltos šviesos ir tos spektro spalvos, kuri patenka į teleskopą. Bet kadangi skaidrumas Volto lanko šviesos ir spektro spalvos yra nevienodas, tai bus mirksėjimas. Norint gauti įspūdį tam tikros sumaišytos spalvos, reikia Volto lankas skalėj artinti ar tolinti nuo sektoriaus F. Norint pašalinti mirksėjimą, reikia didinti arba mažinti kolimatoriaus plyšį, keičiant tuo būdu atskirų spektro dalių skaidrumą. Pasirodo, kad atskirų spektro dalių skadrumas yra atvirkščiai proporcingas plyšio platumui. Taigi tuo metodu Jves sulygino kiekvienos spektro dalies skaidrumą su Volto lanko šviesos skaidrumu ir, žinodamas Volto lanko šviesos stiprumą, apskaitė skaidrumą įvairių spektro dalių (reikia atsiminti, kad šviesos stiprumas yra proporcingas šviesos energijai, o energija proporcinga kvadratui amplitūdos). Pirma bolometru jis nustatė energijos paskirstymą tarp įvairių spektro dalių. Padalinęs energiją tos ar kitos spektro dalies iš dažnumo Jves gavo eilę sulyginamųjų skaičių. Kaipo rezultatą tyrimų su 18 žmonių Jves išreiškia relatyvų akies jautrumą įvairių spalvų šviesai kreiva linija, kurią atvaizduoja 156 piešinys. Abscisoj čionai atidėti bangų ilgiai milimikronais (1 milimikronas lygus 10 A. U.), ordinatomis atidėtas santykis tarp energijos ir bangos ilgio. Šita kreivoji rodo, kad tos pačios energijos šviesos bangos ilgių 640, 600, 560 milimikronų sudaro retinoj efektą, kuris gali būti išreikštas šiuo santykiu: 1,7: 6,4: 9,8. Vadinasi, akis yra jautriausia geltonai šviesai bangų ilgio 560 milimikronų arba 5600 A. U., o tuo tarpu akies jautrumas kraštutinėms spektro dalims, mėlynai ir raudonai, yra mažas. Reikia pasakyti, kad šita kreivoji linija akies jautrumo spalvoms sunku suderinti su Young - Helmholtz'o trijų pagrindinių spalvų teorija ir todel šita spalvų matymo teorija vyrauja šiandien tik todel, kad



155 pieš.

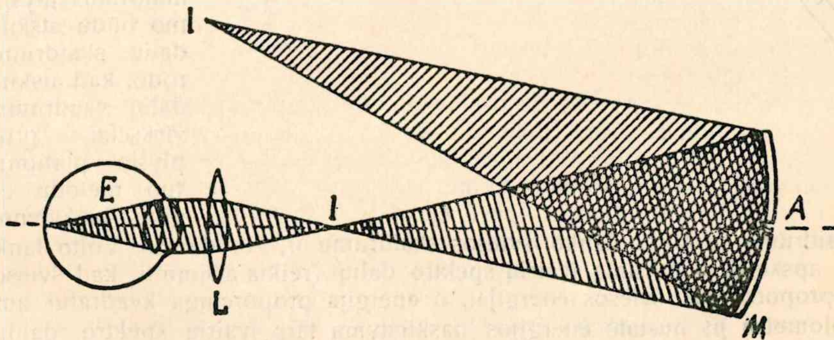
nėra geresnės teorijos. Taigi spalvų matymo problema nėra dar išspręsta, ir šitoje srityje teks fizikams ir psichologams atlikti dar daug darbo.



156 pieš.

Baigsime šitą paragrafą aprašymu dviejų aparatų, kurie turi šiandien didelės reikšmės akies savumų ištyrimui ir kurie yra išrasti Helmholtz'o (jo labai dideli nuopelnai, kaip jau anksčiau paminėta, yra atskirų akies dalių funkcijų išaiškinimas).

157 piešinys atvaizduoja schemą Helmholtz'o oftalmoskopo, kuriuo galima nušviesti atskiros dalys išvidinio retinos paviršiaus (vadinamojo fundo) ir gauti padidintą aiškų, bet atvirkščią tų dalių vaizdą. Tasai oftalmoskopas susideda iš gaubto veidrodžio

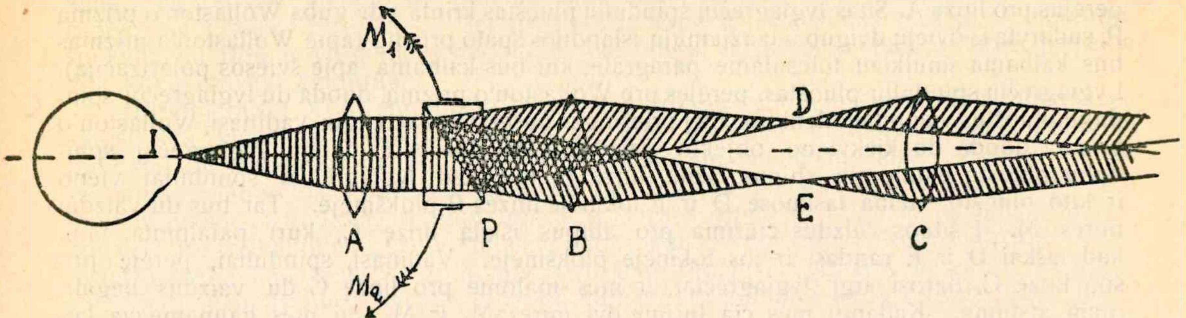


157 pieš.

A su skyle per vidurį (žiūr. 3 §, Laringoskopas) ir iš dvigubai iškilos linzės L. Šviesos šaltinis, žvakė arba elektros lemputė L, talpinama arti nuo akies, bet truputį iš užpakalio. Šaltinio šviesa krinta į gaubtą veidrodį ir atšokus nuo to veidrodžio sueina jo foke J. Reikia veidrodis pasukti taip, kad tas fokas J būtų tiesiojoj linijoj, jungiančioj veidrodžio skylę A su akies lėlyte. Linzė L talpinama tarp akies ir taško J taip, kad taškas J būtų nuo linzės jos fokiniam atstume. Tada spindulių kūgis, perėjęs pro linzę, taps lygiagrečių spindulių pluoštu, ir tasai pluoštas, perėjęs pro akies laužiamuosius paviršius, sueis retinoj ir nušvies ją. Šviesa nuo nušviestos retinos dalies grįš atgal tuo pačiu keliu, ir, vadinasi, išėję iš akies spinduliai

bus lygiagrečiai, ir linzė L suves juos taške I. Jeigu atstumas I A yra lygus 25 cm. (patogaus matymo atstumas) arba didesnis, tai akis su normalia akomodacija, žiūrėdama pro skylę A, matys aiškų ir padidintą nušviestos retinos dalies vaizdą vietoje I, tik atvirkščiai. Parodyta piešiny spindulių eiga, taip kad spinduliai sueina akies retinoj, yra tikra tik emmetropiškai akiai. Turint reikalo su miopiška arba hipermetropiška akimi, spinduliai sueis arba prieš retiną arba užpakaly jos. Taigi aprašytu čia aparatu buvo išnagrinėtos žmogaus akies įvairios retinos dalys ir buvo aiškiai nustatyta būklė geltonos dėmės, duobelės, aklo taško, nervų pluoštai ir kraujo indai. Savaime suprantama, kad tuo pačiu aparatu galima išnagrinėti ir akies ydos.

Norint surasti akies cornea kreivumo radiją, vartojamas Helmholtz'o oftalmometras, kurio schemą atvaizduoja 158 piešinys. Dalykas tas, kad aprašyti 7 § metodai sferiškų linzių kreivumų stipinams surasti čia netinka, nes cornea kreivumo stipinas yra labai mažas dydis. Todel Helmholtz'as sumanė surasti šitą kreivumą nustačius padidinimą, kada nedidelis šviesos objektas duoda atspindžio vaizdą iškilame cornea paviršiuje (tiksliai kalbant, mes čia turėsime sumažinimą). Patalpinę žvakės liepsną prieš žmogaus akį, bent kiek iš šalies, mes pastebėsime tiesioginį sumažintą liepsnos vaizdą,



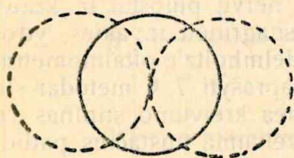
158 pieš.

sudarytą atspindžio nuo cornea. Su atidžia žiūrint galima pastebėti dar du kitus silpnesnius vaizdus, kuriuos sudaro atspindis nuo pryšakinio ir užpakalinio kristalinės linzės paviršių. Pažymėsime vaizdo didumą, kurį sudaro atspindis nuo cornea, raide i ir objekto didumą raide o. Tegu objektas (žvakės liepsna arba kits koks nušviestas objektas) randasi ant cornea optikos ašies atstume d nuo cornea paviršiaus. Pažymėję cornea fokinį nuotolį raide F ir turėdami galvoj ženklus, mes gausime: $\frac{i}{o} = \frac{-F}{d-F}$ (padidinimas) Kadangi cornea paviršius yra iškilas, tai jos fokinis ilgis yra neigiamas ir yra lygus: $-\frac{r}{2}$, kur r reiškia cornea kreivumo stipiną. Taigi mes

turėsime: $\frac{\frac{r}{2}}{d+\frac{r}{2}} = \frac{r}{2d+r} = \frac{i}{o}$, arba, kadangi r yra mažas palyginant su d, tai

$\frac{i}{o} = \frac{r}{2d}$. Kadangi santykis $\frac{i}{o}$ yra teigiamas, tai atspindžio vaizdas cornea paviršiuje yra tiesioginis, ir kadangi d yra didesnis kaip r, tai tas vaizdas yra sumažintas. Taigi suradus santykį $\frac{i}{o}$ ir žinant nušviesto objekto atstumą nuo cornea, galima apskaityti cornea kreivumo stipinas. Kadangi čia prisieina imti ir mažas objektas ir todel gaunamas dar mažesnis vaizdas, tai išmatuoti to vaizdo didumą paprastais būdais sunku, ir todel Helmholtz'as griebėsi čia priemonių, kurios jau senai buvo vartojamos planetų diametrams matuoti. Dalykas tas, kad žiūrėdami į mažą vaizdą pro dvigubai laužiamąjį

stiklą (dvigubai laužiamąją prizmą) mes pamatysime, užuot matę vieną vaizdą, du vaizdus, pavyzdžiui, pamatysime du ratukus, užuot matę vieną ratuką, jeigu vaizdas turi ratuko pavidalą. Jeigu dabar tam tikromis priemonėmis suvesime abudu vaizdus taip, kad jie paliestų vienas kitą, kaip rodo 159 piešinys, tai išmatavę atstumą tarp tų dviejų vaizdų (punktyru nupieštų ratukų) centrų, mes surasime diametrą ir, vadinasi, didumą vaizdo, kuris čia atvaizduotas ratuku, nupieštu tolydine linija. Taigi einant išdėstytais čia principais ir yra konstruotas Helmholtz'o oftalmometras, kurį atvaizduoja 158 piešinys. Per objektus čia paimti du nedideli nušviesti diskai M_1 ir M_2, patalpinti lanke M_1 M_2 taip, kad to lanko dalis, sujungtas šarniru, reikalui esant, galima labiau ar mažiau užlenkti ir, be to, dar galima tą lanką sukti apie gulsčią ašį popieriaus plotmėje. Mažučiai diskai M_1 ir M_2 vadinasi čionai mirės. Sakysime, mirė M_1 sudaro atspindžio vaizdą akies cornea paviršiuje. Atšokę nuo akies cornea spinduliai eina pro abipus iškilą linzę A, patalpintą tos linzės fokiniam atstume nuo akies cornea. Taigi atmuštas nuo akies cornea kūginis spindulių pluoštas tampa lygiagrečių spindulių pluoštu, perėjus pro linzę A. Šitas lygiagrečių spindulių pluoštas krinta į dvigubą Wollaston'o prizmą P, sudarytą iš dviejų dvigubai laužiamųjų Islandijos spato prizmų (apie Wollaston'o prizmas bus kalbama smulkiau tolesniame paragrafe, kur bus kalbama apie šviesos polarizaciją). Lygiagrečių spindulių pluoštas, perėjęs pro Wollaston'o prizmą, duoda du lygiagrečių spindulių pluoštus vienodai atlenktus, tik į priešingas puses ašies atžvilgiu, vadinasi, Wollaston'o prizma duoda du kiekvieno objekto vaizdus. Pakeliui šitų dviejų lygiagrečių spindulių pluoštų patalpinta abipus iškila linzė B, taip kad lygiagrečiai spinduliai vieno ir kito pluošto sueina taškuose D ir E fokinėje linzės B plokšmėje. Tai bus du vaizdai mirės M. Į šituos vaizdus žiūrima pro abipus iškilą linzę C, kuri patalpinta taip, kad taškai D ir E randasi ir jos fokinėje plokšmėje. Vadinasi, spinduliai, perėję pro šitą linzę C, darosi irgi lygiagrečiai, ir mes matome pro linzę C du vaizdus begaliniam atstume. Kadangi mes čia turime dvi mires M_1 ir M_2, tai mes gauname čia keturis vaizdus. Artindami mires vieną prie kitos arba tolindami jas vieną nuo kitos mes galime atsiekti tai, kad atitinkamieji krantai dviejų atitinkamųjų vaizdų sueitų. Pasiekus tai, mirių būklės lanke atskaitomos. Šitą lanką galima kalibruoti, nustatant mirių būkles kaip viršum aprašyta, bet vartojant vieton akies cornea įvairius iškilus sferiškus paviršius žinomo kreivumo. O turėdami kalibruotą lanką, mes galime iš atstumo tarp mirių apskaityti atstumus tarp vaizdų ir iš santykio tarp vaizdų atstumo ir mirių atstumo apskaityti padidinimas $\frac{i}{o}$, iš kur jau apskaitysime cornea kreivumo stipiną, kuris, einant Helmholtz'u, arti nuo akies optikos ašies yra lygus 7,829 m/m.. Kadangi lanką galima pasukti taip, kad mirės būtų arba vertikalinėje arba gulsčioje plokšmėje arba bet kurioje kitoje plokšmėje, tai mes galime oftalmometru išmatuoti akies cornea kreivumą įvairiose plokšmėse ir tokiu būdu konstatuoti, kad tas kreivumas įvairiose plokšmėse nevienodas.


159 pieš.

II dalis. Fiziškoji optika.

11 §. Šviesos greitumas. Galilejaus sumanymas. Astronomiškieji metodai šviesos greitumui nustatyti. Olafo Römerio Jupiterio palydovo užtemimų sekimas ir Johno Bradley'o šviesos aberacijos suradimas. Fiziškieji metodai Fizeau ir Foucault'o šviesos greitumui surasti.

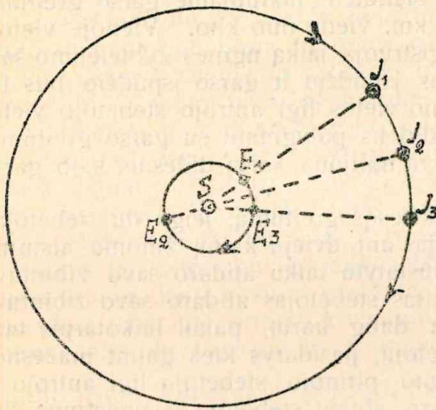
Ar šviesa nuo saulės, žvaigždžių ir aplamai švytimųjų kūnų akimirka pasiekia stebėtoją ant žemės, ar tarp spindulio išėjimo iš švytimojo kūno ir jo atvykimo į tą vietą, kur randasi stebėtojas, praeina kiek laiko, nors ir labai maža, šitas klausimas rūpėjo jau graikų filosofams. Bet tų filosofų tarpe tas klausimas neišėjo iš teoretinių spekuliacijų ribų, ir viešpatavo nuomonė, kad šviesa, išėjus iš švytimojo kūno, pasiekia kitą kūną erdvėje akimirka.

Pirmoj pusėj XVII šimtmečio dinamikos kūrėjas Galilejus pirmutinis sumanė išspręsti šitą klausimą eksperimento keliu. Mes šiandien matuojame garso greitumą turėdami du stebėtojus dviejose vietose per kelis km. vieną nuo kito. Vienoje vietoje šaunama iš patrankos, kitoje vietoje stebėtojas registruoja laiką ugnies žybtelėjimo šaunant ir garso atsiradimą. Laikotarpis tarp šviesos įspūdžio ir garso įspūdžio bus tas laikas, kuris reikalingas garsui nuvykti nuo šovimo vietos ligi antrojo stebėtojo vietos turint galvoj, kad šviesos greitumas yra labai didelis palyginant su garso greitumu. (Mes tuoj pamatysime, kad šviesos greitumas yra milijoną kartų didesnis kaip garso greitumas).

Galilejus ir manė, kad galima bus nustatyti šviesos greitumą, jeigu du stebėtojai, aprūpinti paslapties žibintuvais, naktį užimtų pozicijas ant dviejų kalnų žinomo atstumo vienas nuo kito. Susitarus, vienas iš stebėtojų nustatytu laiku atidaro savo žibintuvo uždangą ir tuojau uždaro. Gavęs šviesos įspūdį kitas stebėtojas atidaro savo žibintuvą ir tuojau uždaro. Šita manipulacija atkartojama daug kartų, pakol laikotarpis tarp eilinių šviesos įspūdžių, gautų vieno ir kito stebėtojų, pasidarys kiek galint mažesnis. Tai bus laikotarpis, reikalingas šviesai nuvykti nuo pirmojo stebėtojo ligi antrojo ir grįžti atgal. Taigi paėmus dvigubą atstumą tarp abiejų stebėtojų ir padalinus šitą atstumą iš nustatyto laikotarpio bus gautas šviesos greitumas. Reikia vienok pasakyti, kad šitas Galilejaus planas nebuvo net ir realizuotas, nes Galilejus, rimtai pagalvojęs, pats suprato, kad iš tokio eksperimento nieko neišeis. Dalykas tas, kad šviesos greitumas yra taip didelis, jog laikotarpis, kuris praeis tarp šviesos įspūdžio ir atidarymo paslapties žibintuvo, turint galvoj didžiausią stebėtojo vikrumą, bus daug kartų didesnis, kaip tas laikotarpis, kuris reikalingas šviesai nuvykti didžiausius atstumus ant žemės. Mes tuojau pamatysime, kad šviesos spinduliui apibėgti aplink žemę reikalinga tik 0,13 sekundų, o paėmus, sakysime, atstumą net ir trijų šimtų kilometrų, nuvykti šitą atstumą šviesai reikalinga tik $^1/_{1000}$ sekundos. Taigi vikriausias žmogus stebėtojas, gavęs šviesos įspūdį, niekuomet nesugebės atidaryti savo žibintuvą per $^1/_{1000}$ sekundos. Todel Galilejus ir nebevykdė savo sumanymo. Bet jeigu mes paminėjome čia šitą Galilejaus sumanymą, tai todel, kad šviesos greitumas vis delto buvo pirmą kartą nustatytas vykdant Galilejaus mintį ne ant žemės, bet erdvės bedugnėje, ir dar todel, kad Galilejus pirmutinis surado tam reikalui ir žibintuvą, kuris tam tikrais laikotarpiais tai uždaromas, tai atidaromas. Mes čia kalbame apie planetos Jupiterio keturius palydovus, kuriuos pamatė Galilejus savo išrasto teleskopo pagalba, Nereikia

vienok manyti, kad astronomai ir fizikai įvykdė Galilejaus sumanymą sąmoningai. Tas sumanymas buvo užmirštas, bet astronomai, atlikdami savo paprastą darbą, susidūrė su tokiais fenomenais, kuriuos galima buvo suprasti tiktai kaipo Galilejaus minties realizavimą.

Praslinkus daugiau kaip 30 metų po Galilejaus mirties, būtent, 1675 metais, didelis Danų astronomas Olafas Römeris kartu su Prancūzijos astronomu Kasini sekė vieno iš Jupiterio palydovų užtemimą, norėdami nustatyti laikotarpį tarp dviejų eilinių užtemimų ir surasti to palydovo periodą, arba apsisukimo laiką, apie planetą Jupiterį. Buvo sekamas artimiausias nuo Jupiterio palydovas, kurio periodas yra lygus pagal Römerio matavimą $42^h\ 27'\ 33''$ (pastaraisiais laikais surastas dar penktas Jupiterio palydovas, kurio periodas yra dar trumpesnis). Kitų tolimesnių palydovų periodai yra didesni. Jupiteris atmeta nuo saulės į erdvę šešėlio kūgį. To ar kito jo palydovo užtemimas įvyksta kiekvieną kartą, kada palydovas įeina į tą šešėlį. Taigi nustačius laiką tarp dviejų palydovo įėjimų į Jupiterio šešėlį, bus nustatytas palydovo apsisukimo laikas arba periodas. O nustačius šitą periodą galima iš ankstо apskaityti, kada įvyks tolesnieji eiliniai palydovo užtemimai ir nustatyti tų užtemimų laiko lentelę. Taip ir padarė, Römeris ir turėdamas tokią lentelę tęsė savo stebėjimus, norėdamas ją patikrinti. Tęsdamas tuos stebėjimus jis pastebėjo dalyką, kuris jam iš pradžios atrodė labai keistas. Būtent, sekantieji eiliniai užtemimai pasivėluodavo vis labiau ir labiau, ir toks pasivėlavimas pasiekė savo maksimumą gangreit per pusę metų. Römeris atkreipė dėmesio į tai, kad per šitą pusmetį atstumas tarp Jupiterio ir žemės didėjo, nes jis pradėjo savo stebėjimus, kada žemė ir Jupiteris buvo konjunkcijoje ir gavo maksimumą pavėlavimo, kada žemė ir Jupiteris buvo opozicijoje. Per kitą pusmetį stebėdamas Römeris konstatavo, kad užtemimo pavėlavimai vis mažėja ir pagaliau užtemimas įvyko Römerio apskaitytu laiku, kada žemė ir Jupiteris vėl atsirado konjunkcijoje. Ieškodamas šitų pavėlavimų priežasties, Römeris priėjo prie tos išvados, kad jie galima lengvai suprasti priėmus, kad šviesa nuo Jupiterio palydovo pasiekia stebėtoją ant žemės ne akimirkoje, bet per tam tikrą laiką.



160 pieš.

Tegu S reiškia saulę (žiūr. 160 pieš.), E_1 E_2 E_3 žemės orbitą ir J_1 J_2 J_3 Jupiterio orbitą, ir tegu žemė ir Jupiteris sukasi apie saulę pagal laikrodžio rodyklę (vadinasi, iš kairės į dešinę pusę). Pradėsime stebėjimus tuo laiku, kada žemė ir Jupiteris užima pozicijas savo orbitose, pažymėtus raidėmis E_1 ir J_1. Žemė ir Jupiteris bus tada konjunkcijoje, vadinasi, arčiausia vienas nuo kito. Palydovo užtemimas įvyksta įėjus jam į Jupiterio šešėlį. Jeigu šviesos greitumas būtų begalinis, tai palydovo užtemimas ir šito užtemimo pastebėjimas ant žemės įvyktų tuo pačiu laiku. Bet šviesa, išėjusi iš palydovo tuo laiko momentu, kada įvyksta užtemimas, kad pasiektų žemę, turi atlikti kelią $J_1\ E_1$. Pažymėsime žemės orbitos stipiną raide r ir Jupiterio orbitos stipiną raide R. Tad $J_1\ E_1 = R - r$, ir jeigu šviesa skleidžiasi greitumu c, tai šviesai išėjus iš Jupiterio palydovo reikės $\frac{R-r}{c}$ sekundų laiko, kad pasiektų žemę. Vadinasi, stebėtojas ant žemės pamatys palydovo užtemimą per tiek sekundų vėliau. Per pusę metų (tiksliau per 0,545 metų) žemė savo orbitoje užims poziciją E_2, o Jupiteris savo orbitoje užims poziciją J_2, todel, kad žemės periodas yra lygus vieneriems metams, o Jupiterio periodas yra lygus gangreit 12 žemės metų. Taigi kada žemė nuvyks pusę savo orbitos, Jupiteris nuvyks tik 24 dalį savo orbitos. Dabar Jupiteris ir žemė bus opozicijoj, toliausia vienas nuo kito. Tegu opozicijos metu įvyksta n - tasai

palydovo užtemimas. Kadangi dabar atstumas tarp Jupiterio ir žemės yra $J_2 E_2 = R + r$, tai stebėtojas ant žemės pastebės šitą užtemimą per $\frac{R+r}{c}$ sekundų vėliau, negu jis iš tikrųjų įvyko. Pažymėsime palydovo periodą raide t. Tad laikas, kuris praslinks tarp pirmojo palydovo užtemimo ir n-tojo užtemimo, bus (n—l)t, o laikas T_1, kuris, praslinks tarp pirmojo užtemimo pastebėjimo ir n-tojo užtemimo pastebėjimo ant žemės, bus lygus.

$$\left[(n-1)\ t\ \text{ш}\ \frac{R+r}{c} - \frac{R-r}{c}\right] = \left[(n-1)\ t + \frac{2r}{c}\right].$$

Praslinkus kitam pusmečiui (tiksliau, praslinkus vėl 0,545 metų) žemė bus savo orbitoje pozicijoje E_3 ir Jupiteris savo orbitoje pozicijoje J_3. Vadinasi, vėl jiedu bus konjunkcijoje, artimiausiame atstume vienas nuo kito. Per tą laiką, skaitant nuo paskutinio palydovo užtemimo opozicijoje ir ligi (terpiamai) stebėjimo užtemimo naujoj konjunkcijoj, įvyks vėl n užtemimų, atlikus palydovui n—1 apsisukimų apie Jupiterį. Taigi šito pusmečio pirmasai užtemimas (būklė E_2 J_2) bus pastebėtas ant žemės $\frac{R+r}{c}$ sekundomis vėliau, o paskutinis užtemimas (būklė E_3 J_3) bus pastebėtas ant žemės $\frac{R-r}{c}$ sekundomis vėliau nekaip tie užtemimai iš tikrųjų įvyko. Taigi laikotarpis T_2 tarp šitų dviejų pastebėjimų ant žemės bus lygus

$$\left[(n-1)\ t + \frac{R-r}{c} - \frac{R+r}{c.}\right] = \left[\ (n-1)\ t - \frac{2r}{c}\right].$$

Römeris kaip tik nustatė užtemimų pastebėjimų ant žemės laikotarpius T_1 ir T_2 per pirmąjį ir antrąjį pusmečius ir rado, kad skirtumas tarp tų dviejų laikotarpių $T_1 - T_2 = 33^1 = 1980$". Antra vertus, tą skirtumą mes gausime atėmę iš reiškinio laikotarpiui T_1 reiškinį laikotarpiui T_2. Atlikę tai, mes gausime $T_1 - T_2 = \frac{4r}{c} = 1980$. Žemės orbitos stipinas r, kitaip sakant, žemės atstumas nuo saulės, galima nustatyt remiantis saulės paralaksu, arba kampu, kurį sudaro saulės centras su žemės stipinu žinant šitą stipiną. Römerio laikais žemės orbitos stipinas r, išreiškiant jį metrais, buvo 148995.10^6 metrų (148995000 kilometrų). Taigi šviesos greitumas, remiantis Römerio stebėjimais, yra lygus $\frac{4r}{1980} = \frac{4.148.995.10^6}{1980} = 301.10^6$ metrų per sekundą (301000 kilometrų per sekundą).

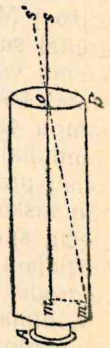
Taigi išeina, kad per pirmą pusmetį pavėlavimas palydovo užtemimo sudarys 990 sekundų ir šitas pavėlavimas bus todel, kad per pirmą pusmetį žemė bus toliau nuo Jupiterio per visą savo orbitos diametrą arba per du savo orbitos stipinus.

Kad geriau suprastume aprašytą čia fenomeną, įsivaizduokime sau, kad asmuo A gauna žinias iš miesto B paštu apie įvairius įvykius tame mieste. Jeigu asmuo A gyvena nuolatiniam atstume nuo miesto B, tai žinios pasiekia ji vėliau kaip įvyksta įvykiai mieste, bet laikotarpiai tarp tų įvykių bus tie patys kaip ir laikotarpiai tarp gaunamų asmens A žinių. Bet jeigu asmuo A yra kelionėje ir tolinasi nuo miesto B ir kelionėje gauna paštu iš miesto žinias, tai dabar jau laikotarpiai tarp gaunamų žinių bus didesni kaip laikotarpiai tarp įvykių mieste, ir tas skirtumas tolinantis asmeniui A nuo miesto vis didės, o artinantis jam prie miesto tas skirtumas mažės. Aprašytas čia astronominis fenomenas yra panašios rūšies, tik su tuo skirtumu, kad čia žinias siunčia keleivis (Jupiterio palydovas), kuris tai tolinasi, tai artinasi nuo užimančio nuolatinę būklę ant žemės stebėtojo. Jupiterio palydovas vaidina čia Galilejaus žibintuvo vaidmenį, o Jupiterio šešėlio kūgis yra to žibintuvo uždanga. Taigi čia, kaip ir Galilejaus sumanyme, mes turime stebėtoją ant žemės ir astronominiam atstume nuo stebėtojo ženklų padavėją Jupiterį su jo palydovu, kuris paduoda ženklą stebėtojui ant žemės kaip tik tuo pačiu laiko momentu, kada įvyksta užtemimas.

1676 metais Römeris padarė pranešimą Paryžiaus akademijai apie savo stebėjimų vaisius ir apie išvadą iš tų stebėjimų, liečiančią šviesos greitumą. Bet jis astronomų neįtikino, jam iš astronomų pusės buvo padaryti užmetimai, kad, gal, palydovų užtemimų pavėlavimai yra ne šviesos greitumo išdava, bet perturbacijų išdava, nes Jupiterio palydovai perturbuojami jiems judant kitų planetų. Römeris anais laikais nesugebėjo atmušti šitų užmetimų ir todel jo aiškinimas Jupiterio palydovo užtemimų pavėlavimo neturėjo jokių padarinių, ir kurį laiką tas dalykas buvo net visiškai užmirštas.

Praslinkus apie 50 metų nuo Römerio matavimų, šviesos greitumo klausimas vėl išėjo aikštėn šiomis aplinkybėmis. Kopernikas, paskelbęs savo sistemą, tarp kita ko nurodė, kad artimiausios žvaigždės turi reikšti paralaksą ir kad toksai paralaksas būtų vienas iš rimčiausių įrodymų žemės judėjimo aplink saulę. Nelyginant kaip važiuojant gelžkeliu išoriniai objektai, tarytum, bėga priešinga traukinio judėjimo kryptimi, taip ir slenkant žemei savo orbita erdvėje artimiausios žvaigždės turėtų reikšti judėjimą dangaus skliauto priešinga kryptimi. Kadangi aplamai žvaigždės yra labai toli nuo žemės, tai ir Kopernikas pats manė, kad toksai judėjimas labai sunku konstatuoti. Bet Kopernikui mirus, laikas nuo laiko astronomai visgi darė pastangas tokį judėjimą surasti, neturėdami vienok pasisekimo. Šitą uždavinį pasistatė sau 1726 metais Karališkasis Anglijos astronomas John Bradley (tokį titulą turi tik vienas iš jos astronomų, būtent, Greenwicho observatorijos direktorius), tikėdamas, kad jam pasiseks konstatuoti žvaigždžių paralaksą, nes jis jau tada turėjo daug tobulesnius teleskopus kaip praeitų laikų astronomai. Taigi jis ėmė sekti žvaigždę, kuri astronomijos kataloguose pažymėta kaipo γ Draconi (viena iš žvaigždžių Slibino žvaigždyno). Šita žvaigždė naktimis matoma arti nuo zenito. Bradley kaip tik tyčia atkreipė savo teleskopą į vieną iš žvaigždžių arti nuo zenito, kad žvaigždės judėjimas, jeigu toksai pasirodytų, nebūtų maskuotas šviesos refrakcija atmosferos sluogsniuose. Nustatęs žvaigždės γ Draconi būklę vieną naktį ir atkreipęs į ją savo teleskopą po kiek laiko kitą naktį Bradley pastebėjo, kad žvaigždė pakeitė savo būklę dangaus skliaute. Per tam tikrus laikotarpius jis sekė šitos žvaigždės būklę visus metus ir konstatavo, kad toji žvaigždė per metus aprašo dangaus skliaute labai mažo kampo ratuką, bet ta pačia kryptimi, kaip slenka žemė savo orbita. Taigi Bradley suprato, kad jis surado ne Koperniko nurodytą paralaksą, kuris turėjo būti priešinga žemės judėjimui kryptimi, bet neigiamą paralaksą. Tokius pat stebėjimus Bradley atliko ir su kitomis žvaigždėmis ir visur pasirodė tas pats: visos žvaigždės reiškia paralaksą, bet ta pačia prasme, kaip slenka žemė savo orbita. Žvaigždės zenite aprašo labai mažų kampų ratukus. Žvaigždės ekliptikos plokšmėje svyruoja tiesiomis linijomis, nelyginant kaip švytuoklės, ir pagaliau žvaigždės, užimančios vidutinišką tarp zenito ir ekliptikos būklę, aprašo dangaus skliaute elipses. Kartu su John Bradley dirbo dar vienas astronomas, būtent: de Molyneux. Abudu juos šitas faktas smarkiai nustebino. Visos žvaigždės be išimties reiškia paralaksą, tuo tarpu galima buvo laukti paralakso tik nuo nedidelio, palyginti, skaičiaus artimiausių nuo žemės žvaigždžių. Paskui tas paralaksas buvo neigiamas, žvaigždės reiškė judėjimą ta pačia prasme, kaip žemė. Dar tebetęsdamas tuos stebėjimus de Molyneux pasimirė, ir John Bradley ilgą laiką negalėjo surasti priežasties tokio keisto žvaigždžių elgesio. Jam buvo aišku iš karto, kad jis čia, norėdamas surasti vieną dalyką, netikėtai užėjo kitą dalyką. Bet kaip šitą kitą dalyką suprasti, jis kuone visus metus negalėjo sugalvoti. Vieną kartą jis plaukiojo Temza savo laivėje ir pastebėjo, kad kiekvieną kartą, kada jis keitė laivės judėjimo kryptį, vėliava, tarytum, rodė kitą vėjo kryptį. Kadangi Bradley buvo aišku, kad vėjo kryptis visiškai nepareina nuo laivės judėjimo krypties, tai jam buvo aišku, kad vėliavos kryptis yra išdava dviejų judėjimų: vėjo judėjimo ir laivės judėjimo. Vėliava visuomet nusistato išilgai šitų dviejų judėjimų atstojamojo. Tarytum, vėjas įgyja dar vieną judėjimo komponentą iš atžvilgio į laivę ir todel pagaliau atrodo taip; kad, tarytum, vėjo relatyvus atstojamasai judėjimas eina nauja kryptimi. Kadangi Bradley prieš tai buvo jau daug sykių galvojęs apie jo surastą astronominį dalyką, tai suprantama, kad šitas įvykis išsyk nušvietė jam jo problemą. Jis suprato, kad surastas jo neigiamas žvaigždžių paralaksas yra ne kas kita, kaip išdava dviejų judėjimų: šviesos judėjimo ir

žemės judėjimo. Šita išdava reiškiasi taip, kad, tarytum, šviesos spindulys keičia savo kryptį įgydamas komponentinį judėjimą iš atžvilgio į žemę, taip kad šviesos spindulio judėjimas yra atstojamasai dviejų judėjimų. Šitą šviesos spindulio atsilenkimą nuo savo pirmutinės krypties Bradley pavadino šviesos aberacija ir šituo pavadinimu žinomas astronomijoje ir fizikoje šitas Bradley surastas, kaip pamatysime, itin svarbus faktas. Paaiškinsime šitą šviesos aberaciją keleta įprastinių mums faktų. Jeigu lietus lyja ir vėjo nėra, tai stovint vietoje ir turint viršum galvos skėti galime apsaugoti nuo lietaus ne tik galvą, bet ir kojas, nes lašai krinta tada vertikaliomis linijomis. Bet pradėjus eiti arba bėgti atrodo, kad lašai krinta nuožulniomis linijomis ir juo nuožulniau, juo greičiau bus einama arba bėgama. Žiūrint į lašo judėjimą relatyvumo principo atžvilgiu, skaitant, vadinasi, kad asmuo su skėčiu viršum galvos turi įsivaręs greitumą, o užtat lietaus lašai įgyja relatyvų greitumą ta pačia linija kaip eina asmuo su skėčiu, tiktai priešinga kryptimi, lašo judėjimas tokiu atveju bus išdava dviejų judėjimų, vieno slenkančio žemyn vertikalia linija, kito gulsčiai asmens su skėčiu link. Atstojamasai šitų dviejų judėjimų eis nuožulnia linija ir taip, kad atrodys, jog, tarytum, lašas ateina iš šaltinio ne viršum asmens galvos, bet kiek iš pryšakio. Kampą, kurį sudaro atstojamojo judėjimo arba atstojamojo greitumo linija su tikra vandens lašo judėjimo linija, kalbamuoju atveju su vertikalia linija, galima pavadinti vandens lašo aberacijos kampu. Tangentė šito kampo yra lygi santykiui tarp asmens su skėčiu greitumo gulsčia kryptimi ir vandens lašo greitumo vertikalia kryptimi. Taigi išmatavus šitą kampą ir žinant asmens greitumą gulsčia kryptimi, galima apskaityti lietaus lašų greitumą. Paimsime dar kitą pavyzdį. Jeigu traukinys stovi vietoje ir piktadarys mes akmenį į langą, tai akmuo pramušęs langą suduos į vagono sieną tiesia linija, statmeniškai ištiesta nuo lango skylės į priešingą vagono sieną. Bet jeigu piktadarys paleis akmenį į vagono langą traukiniui einant, tai akmuo palies vagono priešingą sieną užpakaly lango. Vadinasi, akmens judėjimo linija vagone bus nuožulni linija ir bus ištiesta taip, kad, tarytum, akmuo mestas į vagoną iš jo pryšakio, iš tos pusės, į kurią vagonas bėga. Arba pagaliau įsivaizduokim sau vamzdį, atdarą iš abiejų galų, pastatytą vertikaliai. Paleidus iš viršaus akmenuką, tas akmenukas nukaks vamzdyje kelią vertikalia linija. Bet jeigu vamzdis turi greitumą gulsčia kryptimi, sakysime, iš dešinės į kairę pusę, tai akmenuko kelias vamzdyje nebus vertikali linija, bet nuožulni linija, kuri bus linija atstojamojo greitumo dviejų greitumų: akmenuko greitumo vertikalia kryptimi ir jo relatyvaus greitumo iš atžvilgio į vamzdžio šonus gulsčia kryptimi, tik iš kairės į dešinę pusę. Santykis greitumų gulsčia kryptimi ir vertikalia kryptimi yra lygus tangentei kampo, kurį sudaro tikra akmenuko judėjimo kryptis su jo judėjimo menamąja kryptimi. Išmatavus šitą kampą ir žinant vamzdžio greitumą gulsčia kryptimi galime surasti akmenuko greitumą vertikalia kryptimi. Grįšime dabar prie Bradley surasto fakto. 161 piešinys atvaizduoja teleskopą. S reiškia žvaigždę zenite. Jeigu žemė nejudėtų, tai šviesos spindulys iš žvaigždės S, pasiekęs teleskopo objektyvą B, eitų teleskope tiesia linija, ir stebėtojas, žiūrėdamas pro okularą A, matytų žvaigždę išilgai linija m s. Bet žemė slenka savo orbita ir su ja ta pačia kryptimi ir to pat greitumo slenka teleskopas. Taigi teleskopas turi tam tikrą greitumą, sakysime, gulsčia kryptimi iš dešinės į kairę pusę, atvaizduota linija m'm. Eidami relatyvumo principu, mes galime pažiūrėti į dalyką ir taip, kad teleskopo greitumas yra 0, užtat šviesos spindulys turi dar relatyvų komponentinį greitumą iš atžvilgio į teleskopo šonus, tik iš kairės į dešinę pusę. Taigi atstojamojo šviesos spindulio greitumo kryptis bus išilgai linijos o m'. Tai reiškia, kad jeigu mes nustatę į žvaigždę S teleskopą panorėsime pamatyti ją po kiek laiko, tai spindulys, patekęs nuo žvaigždės į objektyvą, eis teleskope linija o m' ir nebepateks į okularą. Taigi mes žvaigždės nebematysime. Kad ją pamatytume, reiks dabar mums pasukti teleskopą kampu m' o m žemės judėjimo prasme, ir tada spindulys nuo žvaigždės vėl pateks į okularą. Šitą faktą ir konstatavo Bradley visų pirma žvaigždei γ Draconi, o paskui ir visoms kitoms žvaigždėms. Grįžtant

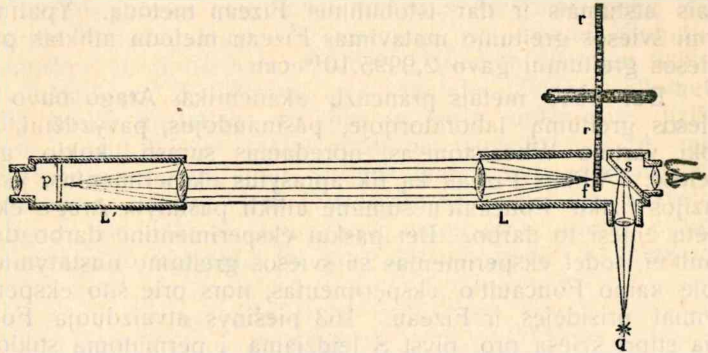


161 pieš.

prie stebėjimų jam visą laiką teko keisti savo instrumento kryptį, norint turėti žvaigždė teleskopo matuojamame lauke ir visuomet ta prasme, kad, tarytum, žvaigždė juda dangaus skliautė ta pačia kryptimi, kaip žemė savo orbitoje. Iš trikampio (žiūr. 161 pieš.) m o m' išeina tg. mom' $= \frac{mm'}{om} = \frac{v}{c}$. Čia v reiškia žemės greitumą jos orbita, o c reiškia šviesos greitumą. Aišku, kad per tą laiką, per kurį šviesa teleskope nuvyks kelią o m, teleskopas kartu su žeme žemės orbitoje nuvyks kelią m'm, taip kad santykis tarp m' m ir o m yra lygus santykiui žemės greitumo jos orbitoj ir šviesos greitumo. Kampas m o m' vadinasi šviesos aberacijos kampas. Tasai kampas buvo Bradley nustatytas metų laikotarpiui ir buvo rastas lygiu 20,445" žvaigždei γ Draconi. Taigi kampas mažas, bet visdelto toks, kurį su Bradley laikų instrumentais galima buvo tiksliai išmatuoti. Turint galvoj, kad žemė slenka savo orbita vidutiniškai 30 kilometrų per sekundą, mes turėsime tg. 20,445" $= \frac{30}{c}$ arba c $= \frac{30}{\text{tg. } 20{,}445''} = 299920$ klm per sekundą. Taigi su Bradley atsitiko mokslo srityje dažnas dalykas. Jis ieškojo vieno dalyko, o surado visai kitą, bet nemažesnės reikšmės, kaip tas dalykas, kurio jis ieškojo, nes šviesos aberacija yra kaip tik vienas iš geriausių įrodymų žemės judėjimo erdvėje, ir todel astronomijoje ir fizikoje Bradley išradimas įvertinamas kaipo vienas iš rimčiausių argumentų, patvirtinančių Koperniko sistemą. Be to, žinodami šviesos greitumą ir suradę šviesos aberacijos kampą, mes galime apskaityti žvaigždžių atstumus nuo žemės. Tiesa, pastaraisiais laikais, turint instrumentus dar tobulesnius, kaip Bradley instrumentas, pasisekė pagaliau surasti ir teigiamą paralaksą kai kurioms žvaigždėms, artimesnėms nuo žemės, bet tasai paralaksas labai mažas, išreiškiamas kampu 1 — 2" ir net ir sekundos dalimi. Taigi remdamies teigiamu paralaksu, mes galėtumėm apskaityti atstumą nuo žemės tik keleto žvaigždžių. O remdamies Bradley šviesos aberacija, mes galime tai padaryti dideliam žvaigždžių skaičiui. Bet didžiausia nauda fizikai iš Bradley šviesos aberacijos—tai atgaivinimas Römerio idejos, kad šviesa skleidžiasi erdvėje tam tikro, nors ir labai didelio, greitumo. Kadangi keliai, kuriais priėjo prie šito greitumo Römeris ir Bradley, skirtingi, o vienok davė gangreit tą patį rezultatą, tai suprantama, kad, paskelbus Bradley savo stebėjimų vaisius ir jų interpretaciją, astronomai ir fizikai visiškai kitaip pažiūrėjo į šitą šviesos greitumą, kaip Römerio laikais. Šviesos greitumas astronomijoj ir fizikoj tapo realiu faktu, ir jau nuo to laiko fizikų pastangos buvo daromos ta prasme, kad patikrintų astronominių stebėjimų rezultatus tiesioginiais šviesos greitumo matavimais ant žemės. Bet tokius matavimus pasisekė atlikti praslinkus daugiau kaip 100 metų po Bradley išradimų.

Gabus prancūzų fizikas Fizeau 1848—1849 metais pirmutinis atliko tokius matavimus su aiškiais teigiamais rezultatais. Matavimai buvo atlikti tarp dviejų kalnų grupių iš dviejų Paryžiaus pusių atstume 8633 metrų, t. y. tarp Montmartre ir Suresnes kalnų. Tam tikromis priemonėmis nuo Montmartre kalnų buvo siunčiamas šviesos spindulys į Suresnes kalnus. Ten jis buvo atmušamas plokščiu veidrodžiu atgal ir grįžo į Montmartre tuo pačiu keliu. Į tą šviesos spindulį buvo žiūrima pro tarpus greitai sukamo krumpliaračio. 162 piešinys atvaizduoja schemą Fizeau aparatūros. Vienoj vietoj ant kalnų Montmartre stiprus šviesos šaltinis (Volto lankas) buvo patalpintas taške q. Šviesos spinduliai, perėję pro linzę, krinta į stiklo plokštelę s, pastatytą kampu 45^0 iš atžvilgio į vamzdžio L gulsčią išilginę ašį. Atsimušę nuo šitos plotmelės spinduliai sudaro taške f vaizdą šviesos šaltinio q. Iš taško f spinduliai skleidžiasi toliau prasiskėtusio kūgio pavidalu ir krinta į linzę L, patalpintą jos fokiniam atstume nuo taško f. Taigi pro linzę tie spinduliai eina toliau į Suresnes kalnus pavidalu lygiagrečių spindulių pluošto. Tenai jie irgi krinta į renkamąją linzę ir perėję pro ją sueina didžiajam tos linzės foke p, vamzdyje L. Šitos linzės fokinėje plokšmėje patalpintas veidrodis p, kuris atmuša spindulius priversdamas juos grįžti atgal nuo Suresnes kalnų į Montmartre kalnus tuo pačiu keliu. Sugrįžę atgal spinduliai dalinai atsimuša nuo stiklo plokštelės s į pusę q, dalinai pereina pro tą stiklo plokštelę ir krinta į lupą, pro kurią žiūri stebėtojas. Taigi stebėtojas mato taško q vaizdą f. Čia šviesos šaltinis q patalpintas iš šono stebėtojo, kad netrukdytų vaizdą matyti. Renkančios linzės reika-

ingos čia tam, kad neleistų spinduliams išsiskleisti einant nuo Montmartre kalnų į Suresnes kalnus ir atgal, vadinasi, kad neleistų šviesai perdaug nusilpnėti, nes turėdami erdvėje lygiagrečių spindulių pluoštą gan toli nuo tų spindulių šaltinio mes turėsime gangreit tą patį šviesos stiprumą. Tarp stiklo plotmelės s ir vaizdo f patalpintas krumpliaratis su 720 krumplių (dančių) ir tiek pat tarpų tarp tų krumplių. Turbinos pagalba galima šitą krumpliaratį sukti apie gulsčią ašį popieriaus plotmėje. Sukdamas krumpliaratį nepergreitai, stebėtojas matys vaizdą f tuomet, kada ties tuo vaizdu bus tarpas tarp krumplių, ir nematys to vaizdo tuomet, kada tarpo vietą užims krumplys (krumpliai ir tarpai krumpliaračio rr vienodo didumo). Taigi sukdamas krumpliaratį nepergreitai stebėtojas gaus šviesos mirksėjimo įspūdį. Ėmus sukti šitą krumpliaratį greičiau, taip kad per vieną sekundą šviesos įspūdis atsikartotų daugiau kaip 12 sykių, atskiri šviesos įspūdžiai del jau mums žinomos šviesos įspūdžių tąsos, susilies, ir stebėtojas gaus įspūdį tolydinės, nors ir šiek tiek nusilpnintos, šviesos, nes per tam tikrą laikotarpį visgi šviesa bus uždengiama krumpliaračio krumplių. Didinant krumpliaračio greitumą vis labiau ir labiau galima pasiekti tas, kad per tą laiką, kuris reikalingas šviesai nuvykti nuo Montmartre kalnų į Suresnes kalnus ir atgal, krumpliaračio tarpas bus pakeistas artimiausiu krumpliu. Pasiekęs tokį krumpliaračio greitumą stebėtojas nepamatys šviesos. Didinant krumpliaračio greitumą dar labiau ir atsiekus greitumą dusyk didesnį, kaip tas greitumas, prie kurio išnyko šviesos įspūdis, stebėtojas vėl matys šviesą, nes dabar per tą laiką, kuris reikalingas šviesai nuvykti nuo Montmartre į Suresnes ir atgal, krumpliaratis spės pasisukti vienu tarpu ir vienu krumpliu, taip kad vėl ties stebėtojo akimis bus tarpas. Aišku, kad pasiekus greitumą 3 kartus didesnį, kaip tas greitumas, prie kurio stebėtojas pirmą sykį turėjo patamsio įspūdį (nebematė vaizdo f), jis vėl nebematys šviesos, pasiekus greitumą 4 kartus didesnį vėl pamatys šviesą, pasiekus greitumą 5 kartus didesnį vėl nebematys šviesos ir t. t.. Žinant atstumą tarp Montmartre ir Suresnes ir žinant kampinį greitumą krumpliaračio rr galima apskaityti šviesos greitumas. Pavyzdžiui, pirmas šviesos užtemimas Fizeau buvo pastebėtas prie 12,6 krumpliaračio sūkių per sekundą. Padidėjus greitumui 2 sykiu, vadinasi, prie 25,2 sūkių per sekundą Fizeau vėl matė šviesą. Tai reiškia, kad dabar per tą laiką, kuris reikalingas šviesai nužengti nuo Montmartre į Suresnes ir grįžti atgal, krumpliaratis pasisukė 1 savo tarpu ir vienu krumpliu, t. y. $^1/_{720}$ dalimi savo apskritimo (visas jo apskritimas sudarytas 720 tarpai + 720 krumpliai). Kadangi krumpliaračio greitumas buvo lygus 25,2 sūkių per sekundą, tai vienas jo sūkis tęsėsi $\frac{1}{25{,}2}$ sekundų, o krumpliaračio pasisukimas 1/720 dalimi jo apskritimo tęsėsi $\frac{1}{25{,}2.720}$ sekundų. Per šitą laiką šviesos spindulys spėjo nubėgti nuo Montmartre į Suresnes ir grįžti atgal. Kaip jau anksčiau pažymėta, atstumas tarp Montmartre kalnų ir Suresnes kalnų yra lygus 8633 metrams. Taigi per viršum nurodytą trumpą laiką nuvyktas šviesos kelias yra lygus 17266 metrai. Padalinę šitą kelią iš laiko mes gausime šviesos greitumą, būtent: $17266 : \frac{1}{25{,}2.720} = 17266 \cdot 25{,}2.720 = 313274304$ metrų per sekundą. Padidinę krumpliaračio greitumą 3 kartus mes turėsime vėl užte-



162 pieš.

mimą, nes krumpliaratis per laiką, reikalingą šviesai nuvykti nuo vienos vietos ir grįžti atgal, pasisukus vienu krumpliu, vienu tarpu ir dar vienu krumpliu, kitaip sakant, padarys $^1/_{480}$ dalį savo pilno apsisukimo. Padidėjus greitumui 4 kartus mes turėsime vėl šviesos įspūdį, nes krumpliaratis, padaręs 1/360 dalį savo vieno apsisukimo, vėl bus ties akimi savo tarpu ir t. t.. Iš eilės tokių stebėjimų, registruojant krumpliaračio greitumus, galima padaryti eilę apskaitymų šviesos greitumų, kaip jau čia parodyta.

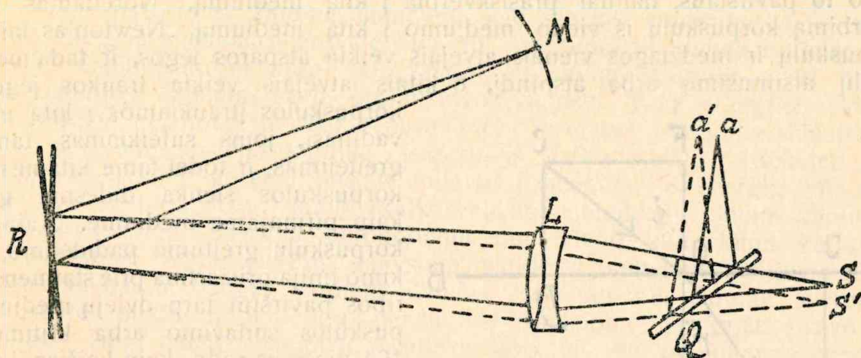
Įsižiūrėję geriau į šitą Fizeau metodą, mes ir čia pamatysime Galilejaus plano įvykdymą kaip tik ant žemės tarp dviejų kalnų, kaip manė Galilejus. Tiktai čia ženklų davėjas veidrodis p siunčia šviesą atgal kaip tik tuo pačiu momentu, kada jis tą šviesą gauna, nė kiek nepavėluodamas.

Vėlesniais laikais visa eilė fizikų atkartojo Fizeau darbą, darydami matavimus didesniais atstumais ir dar ištobulinus Fizeau metodą. Ypatingai dideliu tikslumu pasižymi šviesos greitumo matavimas Fizeau metodu atliktas prancūzų fiziko Cornu, kuris šviesos greitumui gavo $2{,}9995.10^{10}$ cm.

Dar 1830 metais prancūzų akademikas Arago buvo pasiūlęs pamėginti surasti šviesos greitumą laboratorijoje, pasinaudojus, pavyzdžiui, greitai sukamu veidrodžiu, kokį vartojo Wheatstone'as, norėdamas surasti, kokio greitumo skleidžiasi elektra vielose. Atlikus Fizeau ką tik aprašytus eksperimentus, jis kartu su kitu žymiu Prancūzijos fiziku Foucault'u sumanė atlikti pasiūlytą Arago eksperimentą ir pradžioj 1850 metų ėmėsi to darbo. Bet paskui eksperimentinė darbo dalis teko atlikti vienam Foucault'ui, todel eksperimentas su šviesos greitumo nustatymu labaratorijoje žinomas fizikoje kaipo Foucault'o eksperimentas, nors prie šito eksperimento plano išdirbimo yra žymiai prisidėjęs ir Fizeau. 163 piešinys atvaizduoja Foucault'o aparatūros schemą. Cia stipri šviesa pro plyšį S leidžiama į permatomą stiklo plokštelę Q. Perėjus pro stiklo plokštelę šviesa eina pro renkamąją linzę L ir paskui krinta į plokščią veidrodį R. Atsimušę nuo šito veidrodžio šviesos spinduliai sueina taške M gaubto veidrodžio, kuris Foucault'o laboratorijoje buvo patalpintas atstume tik 20 metrų nuo veidrodžio R. Taigi renkamoji linzė L patalpinta taip, kad vaizdas nuo šviesos šaltinio S susidaro taške M gaubto veidrodžio. Šito gaubto veidrodžio kreivumo centras randasi plokščio veidrodžio vidury. Taigi esant bet kuriai būklei plokščio veidrodžio R, kuris turbinos pagalba gali būti labai greitai sukamas, atmušta nuo jo šviesa visuomet krinta į veidrodį M normaliai, ir todel atsimušus nuo šito veidrodžio atgal grįžta tuo pačiu keliu. Kada veidrodis R nejudomas, tai tada ir nuo jo spinduliai grįžta atgal tomis pačiomis linijomis, kuriomis jie ėjo nuo linzės L ligi R, ir perėję pro linzę L ir atsimušę nuo stiklo plokštelės Q sudaro vaizdą taške a, iš šono nuo plyšio S, taip kad tą vaizdą galima sekti nekliudomai nuo šviesos šaltinio S. Bet kada plokščias veidrodis R greitai sukasi, tai pakol atmušta nuo jo šviesa pasieks veidrodį M ir grįš atgal, veidrodis R pasisuks tam tikru kampu į naują būklę ir todel atmuš spindulius nauja kryptimi, taip kad šviesos spinduliai eis atgal į linzę L linijomis punktyru nupieštomis. Perėję pro linzę ir atsimušę nuo stiklo plokštelės Q tie spinduliai sudarys vaizdą taške a'. Taigi sukantis greitai veidrodžiui R vaizdas, sudarytas atspindžiu, pasistums iš būklės a į būklę a'. Šitą pasistūmimą galimą išmatuoti. Foucault'as rado, kad tas pasistūmimas buvo 0,7 m/m. sukantis veidrodžiui tokio greitumo, jog per 1 sekundą jis 200 kartų apsisukdavęs (per 1 minutę 12000 kartų). Iš pasistūmimo vaizdo aa' $=$ 0,7 m/m žinant atstumą vaizdo a nuo stiklo plokštelės q galima apskaityti kampinis vaizdo nuokrypis. Foucault'o eksperimente tas kampinis nuokrypis buvo lygus $0^0{,}0193$. Kadangi vaizdo kampinis nuokrypis visuomet yra dukart didesnis kaip veidrodžio kampinis nuokrypis, tai iš čia išeina, kad kampas, kuriuo pasisukė veidrodis R, taip kad vaizdas iš taško a perėjo į tašką a^1, buvo lygus $\frac{0{,}0193}{2} = 0^0{,}00965$. Žinant, kiek sūkių per sekundą daro veidrodis R, galima apskaityti laikas, reikalingas tam, kad veidrodis R pasisuktų kampu $0^0{,}00965$. Būtent, veidrodis R apsisuka per sekundą 200 kartų, vadinasi, $^1/_{200}$ sekundos apsisuka vieną kartą, o pasisukimas 1^o tęsiasi $\frac{1}{200.360}$ ir pagaliau

pasisukimas kampu $0^0{,}00965$ tęsiasi $\frac{0{,}00965}{200.\ 360}$ sekundų. Per šitą laiką šviesos spindulys nuvyksta nuo veidrodžio R ligi veidrodžio M ir grįžta atgal, vienu žodžiu nukanka kelią $20 + 20 = 40$ metrų. Taigi šviesos greitumas, einant šituo eksperimentu, yra lygus $\frac{40.200.360}{0{,}00965} = 298000000$ metrų per sekundą.

Taigi šviesos greitumo problema, Galilejaus pastatyta, pareikalavo 200 metų laiko, kad pagaliau būtų išspręsta fizikos laboratorijoje. Vėlesniais laikais ir Foucault metodu šviesos greitumas buvo nustatytas įvairiose vietose įvairių tyrinėtojų. Ypatingai čia reikia pabrėžti labai tikslius šviesos greitumo matavimus Amerikos fizikų Rowlando ir Michelsono Foucault'o metodu, kurie šitą metodą irgi žymiai ištobulino. Daugybės matavimų astronomiškaisiais ir fiziškais metodais išdava yra šiandien fizikoje priimtas šviesos greitumas tuštumoje 3.10^{10} cm. per sekundą (300000 kilometrų per sekundą). Tai yra dydis tvirtai nustatytas fizikoje ir kartu didžiausias fiziško pasaulio greitumas, ir vienok bėgant šviesai tokio greitumo, jai reikalinga 14 metų laiko, kad išėjus iš Sirijaus žvaigždės pasiektų žemę. Sirijaus žvaigždė yra palyginti viena iš artimesnių prie žemės žvaigždžių. Ji yra viena iš šviesiausių mūsų dangaus žvaigždžių ir matoma vakarais dangaus skliaute iš pietų pusės netoli nuo Oriono žvaigždyno. Taigi jeigu Sirijaus žvaigždė užgestų, tai mes dar ant žemės 14 metų matytumėm ją ant dangaus.

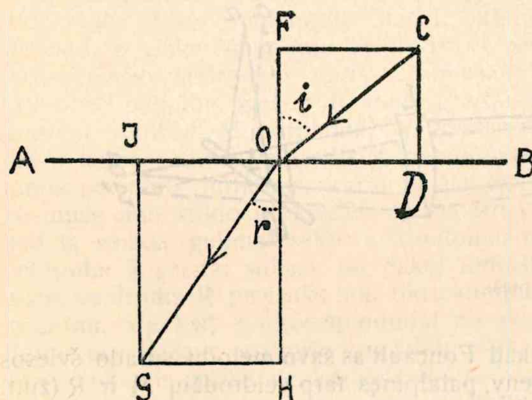


163 pieš.

Baigiant šitą paragrafą pridursime dar, kad Foucault'as savo metodu surado šviesos greitumą ne tik tuštumoj ir ore, bet ir vandeny, patalpinęs tarp veidrodžių M ir R (žiūr. 163 pieš.) ilgą stiklo vamzdį, pripildytą vandeniu su stiklo uždangomis iš galų. Pasirodė, kad tuo atveju vaizdo P pasistūmimas yra didesnis ir, vadinasi, kampas, kuriuo pasisuka veidrodis R, irgi yra didesnis per tą laiką, kuris reikalingas šviesos spinduliams nuvykti nuo veidrodžio R ligi veidrodžio M ir grįžti atgal. Tai reiškia, kad šviesos greitumas vandeny mažesnis, kaip tuštumoje arba ore (ore šviesos greitumas gangreit toks pat, kaiptuštumoje). Foucault'as savo tyrimais surado, kad šviesos greitumas vandeny yra lygus $^3/_4$ šviesos greitumo tuštumoje. Tolesniame paragrafe mes pamatysime, kad šitas Foucault'o tyrimų vaisius turėjo didžiausios reikšmės nusistatant pažiūroms į šviesos prigimtį ir, be to, dar prisidėjo prie kūrimo pastaraisiais laikais naujosios arba vadinamos relatyviškosios mechanikos. Taigi šitas Foucault'o eksperimentas laikomas fizikoje „experimentum crucis".

12 §. Šviesos prigimtis. Šviesos korpuskulų teorija. Šviesos bangų teorija. Šviesos interferencija. Fresnelio veidrodžiai ir biprizma. Lloyd'o veidrodis. Plonų plokštelių spalvos. Newton'o žiedai. Michelsono interferometras. Metro normavimas šviesos bangų ilgumais.

Kad išaiškintų charakteringus šviesos fenomenus, būtent, šviesos skleidimąsi tiesiomis linijomis arba spinduliais, šviesos atspindį ir šviesos refrakciją, antroje pusėje XVII šimtmečio Newton'as, kuris, kaip mes žinome, daug darbavosi optikos srityje, paskelbė savo šviesos korpuskulų teoriją. Einant šita teorija švytimieji kūnai išmeta labai dideliu greitumu be galo mažas daleles, vadinamas korpuskulomis, kurios, pasiekę mūsų akį, įsiskverbia į ją ir veikia retiną. Tas dinaminis korpuskulų veikimas retinos ir yra mūsų šviesos įspūdžių priežastis. Taigi tos korpuskulos visuomet slenka tiesiomis linijomis, nes jos yra be galo lengvos ir turi labai didelius greitumus, vadinasi, visuotinės traukos jėga neturi įtakos jų judėjimui. Priimant, kad šitos korpuskulos yra panašios elastingiems rutuliukams, susidūrus joms su kliūtimi arba ekranu, arba veidrodžiu, jos atsimuša einant tais pačiais dėsniais, kaip atsimuša elastingas rutulys susidavęs į kietą nejudamą sieną. Taigi šviesos atspindžio dėsniai yra tie patys, kaip ir elastingų kūnų nuo kietos nejudamos sienos atsimušimo dėsniai. Bet mes žinome, kad šviesos spindulys pasiekęs ribos paviršių tarp dviejų įvairių mediumų dalinai atsimuša nuo to paviršiaus, dalinai prasiskverbia į kitą mediumą. Norėdamas išaiškinti prasiskverbimą korpuskulų iš vieno mediumo į kitą mediumą, Newton'as laiko, kad tarp korpuskulų ir medžiagos vienais atvejais veikia atsparos jėgos, ir tada mes turime korpuskulų atsimušimą arba atspindį, o kitais atvejais veikia traukos jėgos, tada korpuskulos įtraukiamos į kitą mediumą, vadinasi, joms suteikiamas tam tikras greitėjimas, ir todel tame kitame mediume korpuskulos slenka didesniu greitumu, kaip pirmajame mediume. Kaipo išdava korpuskulų greitumo padidėjimo, jų slinkimo linija prisiartina prie statmens, ištiesto ribos paviršiui tarp dviejų mediumų korpuskulos sudavimo arba kritimo taške. 164 piešinys rodo, kaip keičiasi korpuskulos judėjimo linija, perėjus iš vieno mediumo į kitą mediumą, kuris reiškia į korpuskulą traukos jėgą. BA čia reiškia plokštumą tarp dviejų mediumų: retesnio viršum plokštumos ir tankesnio žemiau plokštumos. Tegu korpuskula slinkdama greitumu, išreikštu linija CO, pasiekia ribos plokštumą AB taške O. Šitą greitumą CO galima pekeisti dviem komponentiniais greitumais — vienu FO normaliai ribos plokštumai, kitu DO išilgai šitos plokštumos. Kaip jau mes žinome iš dinamikos, šita išilginė arba tangentinė komponenta neprisidės prie judejimo momento atmainos. Šituo komponentiniu greitumu judėjimas eis išilgai plokštumos AB toliau ir, sakysime, per tam tikrą laiką judėjimas pasieks tašką J plokštumoj. O judėjimas išilgai statmens FO pereis į antrąjį mediumą ir vyks čia didesniu greitumu, taip kad per tą laiką, per kurį judėjimas išilgai plokštumos AB pasieks tašką J, tasai statmeniškas judėjimas pasieks tašką H, taip kad OH > OF. Pakeičiant dabar šituos du komponentinius judėjimus OJ ir OH atstojamuoju judėjimu, einant paralelogramo dėsniu, ir to atstojamojo judėjimo greitumas ir kryptis antrame mediume bus išreikšta linija GO. Aišku, kad ta linija GO bus arčiau nuo statmens FH kaip linija OC ir, vadinasi, mes turėsime šviesos spindulio užlūžimą, pereinant iš retesnio



164 pieš.

mediumo į tankesnį mediumą. Pažymėsime korpuskulos kritimo kampą COF raide i ir korpuskulos lūžimo kampą GOH raide r, korpuskulos greitumą pirmame mediume raide v_0 ir antrame mediume raide v. Tada mes turėsime $FC = OD = JO = v_0 \sin i$ ir $GH = JO = v \sin r$. Iš čia išeina $v_0 \sin i = v \sin r$, arba $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v}{v_0} = n$. Čia n reiškia lūžimo koeficientą pereinant iš retesnio mediumo į tankesnį mediumą. Taigi išeinant iš Newton'o hipotezos mes prieiname prie tikro šviesos lūžimo arba šviesos refrakcijos dėsnio, kuris sako, kad santykis tarp sinų kritimo ir lūžimo kampų yra pastovus dydis ir kad tas santykis yra lygus santykiui šviesos greitumų tankesniam ir retesniam mediumuose. Taigi einat Newtono hipoteza šviesa fiziniuose kūnuose skleidžiasi greičiau kaip tuštumoje ir, sakysime, vandeny arba stikle greičiau kaip ore. Jau kiek sunkiau buvo Newton'ui interpretuoti remiantis savo hipoteza jo paties nustatytus šviesos dispersijos dėsnius ir, kaip mes pamatysime, visiškai negalima buvo interpretuoti tokius šviesos fenomenus, kaip šviesos interferencija, difrakcija ir polarizacija.

Gyvenęs ir veikęs tais pačiais laikais, kaip Newton'as, didelis Olandų fizikas Huyghens'as 1690 metais paskelbė savo šviesos bangų, arba undulacijos, teoriją, kurios pagrindus jis jau buvo nustatęs 1678 metais. Šitų „Fizikos Paskaitų" IV skyriuje, 4 — 8 § § išdėstyti bangų mokslo pagrindai, prie kurių plėtojimo ypatingai yra prisidėjęs Huyghens'as (žiūr. 7 §). Taigi einant šitais dėsniais ir priėmus, kad šviesa skleidžiasi erdvėje bangomis, mes tuojau prieiname prie šviesos atspindžio ir lūžimo dėsnių, nes šitie dėsniai yra tie patys, kaip ir bangų atspindžio ir jų užlūžimo dėsniai. Mes žinome, kad šviesa skleidžiasi erdvėje, tiesa, su labai dideliu, bet visgi su baigtu greitumu. Taip pat mes žinome šiandien, kad šviesos spinduliai neša su savimi energiją. O energija skleidžiasi erdvėje baigtu greitumu tik dviem būdais: 1) judėjimu materijos dalelių, kurios neša, taip sakant, su savimi energiją ir 2) bangomis, pasiliekant materijos dalelėms savo pusiausvyros vietose. Kitų energijos skleidimosi būdų mes šiandien nežinome fiziškame pasaulyje. Pirmasai energijos skleidimosi būdas, tai bus, sakysime, spiečius kulipkų, išmestų iš kulkosvaidžio. Kiekviena kulipka turi tam tikrą kiekį kinetinės energijos, ir sudavus į sieną ta jos energija virsta šilima. Tokiu būdu čia energija vieno kūno (kulkosvaidžio) suteikiama kitam kūnui, sienai, arba, kaip mes sakome, energija perduodama nuo vieno kūno kitam kūnui. Kitas energijos skleidimosi būdas tai bus, sakysime, vandens paviršiaus bangavimas. Slenkant vandens paviršium bangai, vandens dalelės, kaip jau mes žinome, svyruoja apie savo pusiausvyros būkles ir peržengus per tas daleles bangai, jos grįžta į savo pusiausvyros bukles. Taigi dalelės pagaliau pasilieka savo vietose, bet bangos energija yra nužengusi iš vienos vietos į kitą vietą. Vadovaudamasis panašiais samprotavimais Huyghens'as ir priėjo prie išvados, kad šviesa skleidžiasi erdvėje labai didelio, bet visgi baigto greitumo bangomis. Bet kadangi bangų susidarymo būtina sąlyga yra tas ar kitas medžiaginis substratas, o tarp žemės ir dangaus kūnų mes nežinome tokio substrato, tai kartu su savo bangų teorija Huyghens'as atgaivino ir pasaulinio eterio hipotezą. Huyghens'o nuomone, tasai eteris pripildo visą erdvę ir pripildo visus mažiausius tarpus tarp materijos dalelių. Jis ir yra tas medžiaginis substratas, kuriame skleidžiasi šviesos bangos. Tų bangų šaltinis arba pradžia yra visuomet materijos dalelių vibracijos. Tos vibracijos sudaro bangas etere Tos bangos pasiekia erdvėje kitą fizišką kūną, išjudina to kūno daleles, ir mes tą kūno dalelių judėjimą percepuojame kaipo šviesą arba šilimą.

Newton'as apsipažinęs su Huyghens'o šviesos bangų hipoteza, griežtai tai hipotezai pasipriešino, padaręs visą eilę užmetimų. Jeigu šviesa skleidžiasi bangomis, tai visiškai nesuprantama, kodel šviesa skleidžiasi tiesiomis linijomis, spinduliais, kodel tos šviesos bangos sudaro šešėlius ir neapeina apie kūnus jų pakeliui, kodel šviesos spinduliai, eidami per tarpus arba plyšius, neužlenkia už tų plyšių ir nenušviečia ploto už plyšių krantų. Taip manė Newton'as, remdamasis garso bangų pavyzdžiais arba vandens bangų pavyzdžiais. Vandens bangos, įėję į užtvarą per tarpą, skleidžiasi ir už to tarpo krantų, susidūrę su kokiu nors kūnu, jos apeina ir apsupa šitą kūną; taip pat garso bangos užlenkia už kampų ir jų pakeliui fiziškas kūnas nesudaro joms kliūčių išsiskleisti kūno užpakaly. Mes girdime garsą stovėdami už kampo arba

stovėdami kieme, apstatytame iš visų pusių namais, kada to garso šaltinis randasi už kiemo. Be to, einant Huyghens'o bangų mokslu (žiūr. „Fizikos Paskaitos", IV skyrius, Bangų mokslas, 7 §, puslapis 72, 73), bangų greitumas tankesniam mediume turi būti mažesnis kaip retesniam mediume, ir lūžimo koeficientas pereinant iš retesnio mediumo į tankesnį mediumą yra lygus santykiui bangų greitumo retesniam mediume ir tankesniam mediume, kaip tik priešingai tam, kas išeina iš Newton'o korpuskulų hipotezos. Huyghens'as nesugebėjo atmušti šitų Newtono užmetimų, ir todel Newtonas visiškai teisingai pasiliko savo nusistatymo. Kadangi Newton'o autoritetas mokslininkų tarpe buvo labai didelis, tai suprantama, kad iš pradžios Huyghens'o šviesos bangų teorija neturėjo jokio pasisekimo.

Kaip jau mes žinome, tik XIX šimtmečio vidury (1850 metais) Foucault'as savo klasikiškais eksperimentais įrodė, kad šviesa skleidžiasi vandeny mažesniu greitumu kaip ore. Taigi savo eksperimentais Foucault'as kaip tik patvirtino išvadas iš Huyghens'o šviesos bangų teorijos. Reikia pasakyti, kad tas Foucault'as darbas turėjo didelės įtakos fizikams ir pakeitė jų nusistatymą nukreipdamas juos į šviesos bangų teorijos pusę. Bet Newton'o ir Huyghens'o laikais toks eksperimentas nebuvo atliktas ir, vadinasi, ginčas tarp Huyghens'o ir Newton'o negalėjo būti išspręstas.

Bet dar anksčiau, būtent, XIX šimtmečio pradžioje, Newton'o tautietis Young'as, garsus Egipto archeologijos tyrinėtojas ir tuo pačiu laiku rimtas fizikas, negalėdamas, remdamasis Newton'o korpuskulų teorija, protingai išaiškinti šviesos dispersijos ir tuomet jau žinomos šviesos interferencijos ir difrakcijos, atgaivino Huyghens'o šviesos bangų teoriją ir visa eile eksperimentų ir raštų stengėsi įrodyti tos teorijos tikrumą. Tarp kita ko jis pirmutinis atkreipė dėmesio į Newton'o užmetimą šviesos bangų teorijai, kuris, remdamasis garso bangų pavyzdžiais, reikalavo, kad, jeigu šviesa skleidžiasi bangomis, tai kaip garso bangos gali interferuoti, būtent: susidedant dviems garsams gali būti tyla arba garso minimumas, taip ir šviesos bangos turi interferuoti, vadinasi, šviesa ir šviesa tam tikromis sąlygomis turi duoti tamsą. Šitų paskaitų Bangų mokslo skyriuje 9 §, puslap. 79 — 81 smulkiai išdėstyta bangų interferencija arba superpozicija dviejų bangų priešingose judėjimo fazėse. Ten mes svarstėme atsitikimą dviejų bangų židinių, iš kurių skleidžiasi bangos to paties periodo, tos pačios amplitūdos ir tos pačios fazės ir matėme, kad tokiais atvejais susidaro nuslopinto judėjimo plokštumos, kur susikerta arba susiduria dvi bangos priešingose judėjimo fazėse, ir sustiprinto judėjimo plokštumos, kur susikerta dvi bangos toje pačioje judėjimo fazėje. Taigi paėmus du šviesos šaltinius, kurie siunčia i erdvę bangas to paties periodo, tos pačios amplitūdos ir tos pačios fazės, ekrane, pastatytame tų bangų pakeliui, turi susidaryti eilė šviesių ir tamsių bruožu, turi susidaryti vietos sustiprintos šviesos ir vietos nuslopintos šviesos.

Paaiškinsime interferencijos susidarymo sąlygas, remdamies bangų lygtimi. Paprasčiausia harmoningos bangos lygtis yra $a = b \cos 2\pi \frac{t}{T}$. Čia a reiškia pagautos bangos dalelės nuokrypį nuo pusiausvyros būklės laiku t, skaitant nuo pradžios judėjimo, b reiškia bangavimo amplitūdą, T reiškia bangavimo periodą arba dalelės vibracijos periodą ir $2\pi \frac{t}{T}$ reiškia judėjimo fazę (žiūr. Bangų mokslas, 1 §, pusl. 3-4). Šita lygtis galioja tada, kada judėjimo pradžia sutampa su koordinatų pradžia. Bet jeigu mes imame sekti judėjimą abscisoj x nuo koordinatų pradžios, tai bangos lygtis atrodo tada taip: $a = b \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right)$. Čia x reiškia atstumą vibruojančios dalelės nuo koordinatų pradžios abscisoj ir v reiškia bangų skleidimosi greitumą. Kadangi v. T = λ = bangų ilgiui, tai bangos lygtį bendresne forma galime parašyti taip: $a = b \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$; x (abscisa) randasi ribose — ∞ ir + ∞. Kiekvieną x atitinka tam tikras dalelių nuokrypis ir todel kiekvieną x atitinka bangų

frontas. Bangų energija, kaip jau mes žinome, yra proporcinga kvadratui dalelės greitumo, o tasai greitumas čia bus

$$\frac{da}{dt} = -b\frac{2\pi}{T}\sin\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{x}{v}\right).$$

Prie šitos lygties mes prieiname diferencijuodami viršum duotą bendrą lygtį. Taigi bangos energija bus proporcinga b^2, kvadratui bangavimo amplitūdos.

Paimsime dabar dvi vibruojančias daleles abscisų x ir $x+\delta$. Nuokrypis pirmos dalelės laiku t bus $a_1 = b\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$, o nuokrypis kitos dalelės bus $a_2 = b\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x+\delta}{\lambda}\right)$. Taigi tos dvi dalelės savo vibracijose turės nuolatinį fazių skirtumą, lygų $\frac{2\pi\delta}{\lambda}$. Atstojamasai tų dalelių judėjimas arba atstojamasai jų nuokrypis bus:

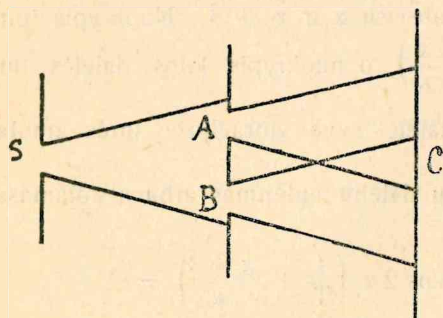
$$a_1 + a_2 = b\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right) + b\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x+\delta}{\lambda}\right) =$$

$$= 2\,b\cos\frac{\pi\delta}{\lambda}\ \text{sos}\ 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x+\frac{\delta}{2}}{\lambda}\right).$$

Taigi tasai atstojamasai nuokrypis pasieks maksimumą tada, kada $\cos\frac{\pi\delta}{\lambda} = \pm 1$, kitaip sakant, kada $\frac{\pi\delta}{\lambda} = n\pi$ arba $\delta = n\lambda$. Vadinasi, mes turėsime judėjimo sustiprinimą visais tais atvejais, kada dviejų bangų nukauti keliai skirsis sveikų bangų skaičiumi, nes tada mes kaip tik visuomet turėsime judėjimus toje pačioje fazėje. Bet jeigu $\frac{\pi\delta}{\lambda} = \left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$ arba $\delta = \left(n+\frac{1}{2}\right)\lambda$, tai bangų nukakti keliai skirsis per $1/2$ bangos arba per nelygų skaičių pusbangių. Vadinasi, tada dvi bangos pasieks dalelę priešingose judėjimo fazėse ir todel atstojamasai dalelės nuokrypis bus lygus 0. Taigi judėjimas tada bus panaikintas, ir mes kalbame tada apie dviejų bangų interferenciją.

„Bangų mokslo“ 9 §, 79—80 puslap. pasakyta, kaip realizuoti bangų interferenciją gyvojo sidabro paviršiuje. Ten prie vibruojančio kamertono vienos šakos prilipdytos dvi stiklinės adatos, kurių aštrūs galai, vibruojant kamertonui, sudaro dviejose vietose gyvojo sidabro paviršuje periodiškus judėjimus tos pačios fazės, tos pačios amplitūdos ir to paties periodo. Bet prityrimas rodo, kąd negalima paėmus du vienodus šviesos šaltinius, sakysime, dvi žvakių liepsnas arba dvi Bunseno liepsnas, arba du Volto lankus realizuoti šviesos interferenciją. Dalykas tas, kad kiekvienos šviesos šaltinis susideda iš chaotiškų judėjimų daugybės molekulų ir atomų. Tokiam šviesos šaltiny judėjimo fazė nuolat mainosi. Per trumpą laiką griežta šviesos judėjimo atmaina įvyksta daug sykių, todel kad vibruojančios molekulos ir vibruojanti atomai nuolat susiduria tarp savęs, ir tie susidūrimai netaisyklingi, chaotiški. Todel paėmę du vienodos šviesos šaltinius mes turėtume pasistūmimą interferencijos bruožų ekrane tai į vieną, tai į kitą pusę daug sykių per vieną sekundą. Įspūdžiai nuo tų bruožų susimaišytų mūsų akyje ir mes matytumėm tik vienodai nušviestą ekraną. Ar čia yra tikra priežastis to, kad negalima gauti interferencijos, paėmus du vienodos šviesos šaltinius, ar tos priežasties reikia ieškoti kur kitur, bet tai yra prityrimo faktas. Taigi pastangos tokiu būdu realizuoti šviesos interferenciją nuėjo niekais, ir anglas Young'as, suprasdamas nepasisekimo priežastį taip, kaip čia pasakyta, sumanė pasinaudoti tik vienu šviesos šaltiniu, norėdamas realizuoti šviesos interferenciją. 165 piešinys duoda Young'o interferencijos aparato schemą. Čia šviesos spindulių pluoštas eina pro plyšį S langinėje. Ties šituo

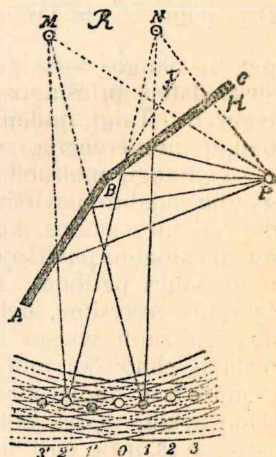
plyšiu pastatyta diafragma AB su dviem labai mažo diametro apskritomis skylėmis arti viena nuo kitos. Pereidami pro tas skyles šviesos spinduliai išsikečia ir ekrane vietoje C, kur spindulių kūgis iš vienos skylės susikerta su spindulių kūgiu iš kitos skylės, pasirodo interferencijos bruožai. Ekrano vidury iš atžvilgio į liniją AB pasirodo šviesos bruožas, iš abiejų to bruožo pusių tamsūs bruožai, paskui vėl eina šviesūs bruožai ir t. t. Taip atrodo dalykas, jeigu plyšys S nušviečiamas monochromatinės šviesos.



165 pieš.

Patalpinus tarp šviesos šaltinio S ir plyšio, sakysime, raudoną arba geltoną stiklą, ekrane ties linijos AB viduriu būna raudonas arba geltonas bruožas, iš abiejų to bruožo pusių tamsūs bruožai, paskui vėl raudoni arba geltoni bruožai ir t. t. Čia, einant Huyghens'o principu, į plyšius arba skyles A ir B reikia žiūrėti kaipo į du šviesos šaltinius, iš kurių skleidžiasi šviesos bangos. Šitie du šaltiniai A ir B visą laiką sutaps judėjimo periodo, amplitūdos ir fazės atžvilgiais, vadinasi, plyšiai A ir B bus kaip du koherentiški šviesos šaltiniai. Šviesos šaltinio S periodiško judėjimo fazė reiškia griežtų atmainų, kaip jau anksčiau pasakyta, lygiai kaip ir judėjimo periodas ir amplitūda. Bet tos atmainos visą laiką vienodai paliečia ir spindulius, einančius pro plyšį A, ir spindulius, einančius pro plyšį B, taip kad visą laiką periodo, amplitūdos ir fazės atžvilgiu judėjimai iš abiejų plyšių A ir B sudera.

Jeigu plyšys S nušviečiamas baltos šviesos, tai vieton šviesių ir tamsių bruožų ekrane pasirodo ties viduriu linijos AB šviesus baltas bruožas, o iš abiejų to balto bruožo pusių eilė bruožų nudažytų spektro spalvomis ir taip, kad mėlynai violetinės tų bruožų dalys atkreiptos į ekrano vidurį (į balto bruožo pusę), o raudonos dalys orientuotos iš oro. Aprašytą čia eksperimentą Young'as atliko 1807 metais, norėdamas įrodyti šviesos interferenciją ir tokiu būdu paremti Huyghens'o šviesos bangų teoriją. Bet kitų fizikų Young'ui buvo prikišta, kad einant šviesai pro plyšius turi vietos spindulių užlenkimas, arba difrakcija (apie difrakciją bus kalbama tolesniame paragrafe), ir todel, tų fizikų nuomone, Young'as demonstravęs ne interferenciją šviesos bangų, išeinančių iš dviejų koherentiškų šviesos šaltinių, bet interferenciją kaipo šviesos spindulių užlenkimo išdavą.

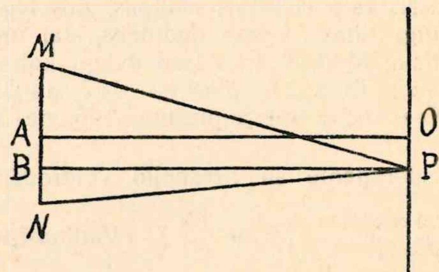


166 pieš.

Tuo pačiu laiku didelis Prancūzijos fizikas Fresnel'is irgi tapo šalininku Huyghens'o šviesos bangų teorijos ir darė daugybę eksperimentų tai teorijai paremti. Norėdamas atmušti užmetimą del difrakcijos, padarytą Youngui, Fresnel'is realizavo šviesos interferenciją tokiomis sąlygomis, kuriomis difrakcijos fenomenas buvo visiškai eleminuotas. Tai yra klasikiškas eksperimentas su dviem plokščiais Fresnelio veidrodžiais. 166 pieš. atvaizduoja Fresnelio aparato ir šviesos spindulių eigos schemą. Fresnel vartoja du tamsaus stiklo (juodus) veidrodžius AB ir BC. Jis ima tamsų stiklą, kad susidarytų šviesos atspindis tik nuo pryšakinio veidrodžio paviršiaus (jeigu paimsime stiklo plokštelę, tai mes turėsime atspindį nuo pryšakinio ir nuo užpakalinio šitos plokštelės paviršių, ir spinduliai, atmušti nuo šitų dviejų paviršių, skirsis judėjimo fazėje). Paėmus tamsų veidrodį spinduliai dalinai atšoks nuo to veidrodžio pryšakinio paviršiaus, dalinai įsiskverbs į veidrodį, bet įsiskverbę spinduliai bus visiškai absorbuoti. Vietoj tamsaus veidrodžio galima paimti stiklo plokštelę, kurios pryšakinis paviršius apklotas plonu sidabro sluogsniu. Fresnelio veidrodžiai statomi taip, kad jie sudarytų tarp savęs labai mažą kampą (vienas veidrodis

turi būti gangreit tęsinys kito veidrodžio linijos). Taške P ties veidrodžiais patalpintas plyšys, kuriame koncentruojama su renkamosios arba dar geriau cilindrinės linzės pagalba stipri Volto lanko šviesa. Spinduliai iš šito plyšio krinta, kaip rodo 166 piešinys, į veidrodį BC ir į veidrodį AB. Taigi šviesos spindulių atspindžiu susidaro du vaizdai šviesos plyšio P, būtent, M ir N. Kad surastume šitų dviejų vaizdų būklę, aprašysime iš taško B, kur sueina abudu veidrodžiai stipinu BP (atstumas nuo veidrodžių kontakto linijos ligi šviesos plyšio P) lanką PNM ir ištiesime iš taško P dvi linijas: vieną PN statmenišką veidrodžiui BC, kitą PM statmenišką veidrodžiui AB (arba to veidrodžio tęsiniui, linijai BF). Atidėję nuo veidrodžio BC jo užpakaly atkarpą NH=PH mes gausime tašką N. Tai bus plyšio P vaizdas veidrodyje BC. Taip pat atidėję FM = PF, mes gausime tašką M, kuris bus vaizdas plyšio P veidrodyje AB. Vienu žodžiu, šviesos šaltinis P ir vaizdai NM bus lanke to paties rato stipino BP. Taigi atmušti nuo abiejų veidrodžių spinduliai atrodys taip, kad, tarytum, jie išeina iš dviejų šviesos šaltinių N ir M veidrodžių užpakaly. Šitie du šaltiniai bus menamieji, bet tai dalyko esmės čia nemaino. Atšokę nuo veidrodžių spinduliai vis tiek eis taip, kaip jie eitų, jeigu taškuose N ir M iš tikrųjų būtų šviesos šaltiniai. Bet turint galvoj tai, kas anksčiau pasakyta, šitie du šviesos šaltiniai M ir N bus koherentiški, nes visokios judėjimo atmainos šviesos šaltinio P vienodai palies juos abudu. Taigi čia aiškiai matysis šviesos interferencija toje erdvės daly, kur nuo abiejų veidrodžių atšokę šviesos spindulių kūgiai susikerta, sudarydami bendrą kūgį. 166 piešiny storai nupieštos kreivos linijos (panašiai kaip 43 piešiny „Bangų mokslo“ 9 §, puslap. 79) reiškia bangų gūbrius, o punktyrais nupieštos kreivos linijos reiškia bangų slėnius. Šviesiais ratukais pažymėtos vietos, kur susikerta dvi bangos toje pačioje judėjimo fazėje (vadinasi, kur susikerta arba du gūbriai arba du slėniai). Tose vietose mes turėsime šviesos bangų superpoziciją ir šviesos sustiprinimą. Taigi plokštumos, išvestos per šituos ratukus, bus aiškiai nušviestos. O tamsiais ratukais pažymėtos vietos, kur susikerta dvi bangos prešingose judėjimo fazėse (vadinasi, kur susikerta gūbrys su slėniu arba atbulai). Taigi šitose vitose mes turėsime šviesos interferenciją, ir plokštumos, ištiestos per šituos tamsius ratukus, bus tamsios. Patalpinę prieš veidrodžius tam tikram atstume ekraną, ekrane toje vietoje, kur jį perkerta statmuo, ištiestas į ekraną iš taško B, mes turėsime šviesų bruožą (vietoje O). Iš abiejų to šviesaus bruožo pusių bus tamsus bruožas. Paskui vėl eis šviesūs bruožai ir t. t. Taip bus nušviečiant veidrodžius monochromatine šviesa. O nušvietę juos balta šviesa, mes turėsime ekrane baltą bruožą toje vietoje, kur jį perkerta statmuo iš taško B, o iš abiejų pusių to balto bruožo bus eilė bruožų su spektro spalvomis, orientuotų taip, kad mėlynai violetinė dalis bus iš pusės balto bruožo, o raudona dalis iš oro. Uždengus vieną iš abiejų veidrodžių bruožai išnyks, ir ekranas atrodys vienodai nušviestas. Tai reiškia, kad čia bruožai pareina ne nuo difrakcijos, einant šviesai pro plyšį P, bet išimtinai nuo interferencijos šviesos spindulių, atšokusių nuo vieno ir nuo kito veidrodžio.

Norėdami parodyti, kaip galima pasinaudoti Fresnelio veidrodžiais monochromatinės šviesos bangos ilgumui surasti, nustatysime dar sykį santykius tarp: 1) atstumo nuo vieno šviesaus arba tamsaus bruožo ligi tolesnio šviesaus arba tamsaus bruožo, 2) atstumo tarp dviejų koherentiškų šviesos šaltinių, 3) atstumo tų dviejų šaltinių nuo ekrano ir 4) bangos ilgumo (patariama atskleisti „Bangų mokslo“ 9 §, puslap. 81—82).



167 pieš.

Tegu M ir N reiškia du koherentiškus šviesos šaltinius ir tegu atstumas tarp jų MN = 2 d (žiūr. 167 pieš.). Tegu OP reiškia ekraną, pastatytą statmeniškai popieriaus plokštumai. Ištiesime per vidurį linijos MN liniją AO statmeniškai ekranui. Tegu AO = D. Aišku, kad spinduliai, kurie išeina iš taškų M ir N ir pasiekia ekrane tašką O, nukanka ligi ekrano tiek pat kelio. Taigi tie spinduliai pasiekia

ekraną toje pačioje judėjimo fazėje ir, vadinasi, jie duos ekrano vietoje O šviesos sustiprinimą. Todel šitoje ekrano vietoje mes turėsime, vartodami monochromatinę šviesą, šviesos bruožą (raudoną, geltoną arba žalią ir t. t.). Paimsime dabar tame pat ekrane tašką P atstume x nuo taško O. Norint pasiekti tašką P ekrane spindulys iš taško M turi nukakti kelią MP, o spindulys iš taško N turi nukakti kelią NP. Kadangi $MP > NP$, tai pasiekę tašką P šitie du spinduliai skirsis judėjimo fazėje. Jeigu $MP - NP = n\lambda$, kur n reiškia bet kurį sveiką skaičių, o λ paimtos monochromatinės šviesos bangų ilgumą, tai taške P mes turėsime šviesos sustiprinimą. O jeigu $MP - NP = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$, tai taške P mes turėsime šviesos interferenciją. Ištiesime iš taško P liniją PB lygiagrečią linijai AO. Tad iš trikampio MBP išeina $MP^2 = D^2 + (d + x)^2$, o iš trikampio BNP išeina: $NP^2 = D^2 + (d - x)^2$. Taigi $MP^2 - NP^2 = 4\,d\,x$ arba $MP - NP = \frac{4\,d\,x}{MP + NP}$.

Kadangi šviesos šaltiniai M ir N randasi labai arti vienas nuo kito, tai apytikriam apskaitymui mes galime priimti $MP = NP = D$. Tada $MP - NP = \frac{2\,d\,x}{D}$.

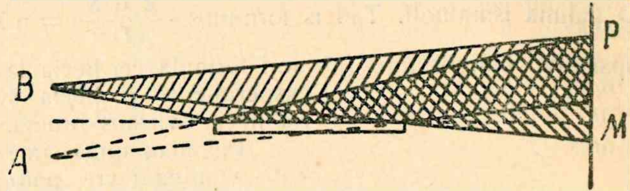
Taigi kada $\frac{2\,d\,x}{D} = n\lambda$ arba kada $x = \frac{n\,D\,\lambda}{2\,d}$, tai taške P mes turėsime šviesos sustiprinimą, vadinasi, ekrano vietoje P turėsime šviesos bruožą. O jeigu $\frac{2\,d\,x}{D} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$ arba $x = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) D\,\lambda}{2\,d}$, tad taške P mes turėsime šviesos interferenciją ir ekrano vietoje P tamsų bruožą. Todel išmatavus ant ekrano atstumą tarp dviejų tamsių bruožų arba tarp dviejų šviesių bruožų ir žinant atstumą abiejų šviesos šaltinių nuo ekrano ir atstumą tarp tų dviejų šviesos šaltinių galima apskaityti bangos ilgumas λ.

Grįšime dabar prie piešinio 166 ir pritaikinsime gautą čią išvadą interferencijai su Fresnelio veidrodžiais. Tegu $BP = a$, $BO = b$ (statmeniškas atstumas briaunos, kur susiduria abudu veidrodžiai nuo ekrano) ir tegu $\angle FBH = \alpha$.

Kadangi linija PN ištiesta statmeniškai veidrodžiui BH, o linija PM veidrodžiui AB (jo tąsai, linijai BF), tai $\angle MPN = \angle \alpha$ ($\angle FBH = \alpha$ yra kampas, kurį sudaro veidrodžiai AB ir BC). Kampas gi MBN turi savo viršūnę centre B rato, aprašyto stipinu $BP = a$ ir remiasi tuo pačiu lanku MN, kaip ir kampas MPN. Taigi kampas MBN, kaip centrinis kampas, bus lygus 2α ir todel lankas MN bus lygus $2\,a\,\alpha$. Kadangi šitas lankas nedidelis, tai mes galime priimti, kad tiesialinijis atstumas tarp vaizdų M ir N arba tarp dviejų koherentiškų šviesos šaltinių M ir N bus irgi lygus $2\,a\,\alpha$. Taigi $2\,d$ piešinio 167 atitiks $2\,a\,\alpha$ piešinio 166, o D piešinio 167 atitiks $BO + BR = b + a$ piešinio 166, nes $BR = BP = a$ kaipo lanko PMN stipinai. Taigi eksperimente su Fresnelio veidrodžiais mes turėsime: $\frac{2\,d\,x}{D} = \frac{2\,a\,\alpha\,x}{a + b} = n\lambda$ arba $\frac{2\,a\,\alpha\,x}{a + b} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$. Vadinasi, eksperimentuojant su Fresnelio veidrodžiais ir su monochromatine šviesa, žinant kampą α, kurį sudaro veidrodžiai, žinant atstumą šviesos plyšio nuo veidrodžio bendros briaunos ir atstumą nuo tos briaunos ligi ekrano ir pagaliau išmatavus ekrane atstumą tarp dviejų eilinių šviesos bruožų arba tarp dviejų eilinių tamsių bruožų, galima bus apskaityti paimtos monochromatinės šviesos bangos ilgumas λ.

Eksperimentuojant su Fresnelio veidrodžiais iš pradžios gaunami ekrane B plyšio P vaizdai: vienas sudarytas spindulių tiesioginai iš plyšio pasiekus ekraną o du sudaryti atmuštų nuo dviejų veidrodžių spindulių. Mažinant plyšį tiesioginis vaizdas panaikinamas. Mažinant kampą tarp veidrodžių, abudu sudaryti atmuštų spindulių vaizdai suvedami ir tada bendrame jų užimtame plote pasirodo interferencijos bruožai.

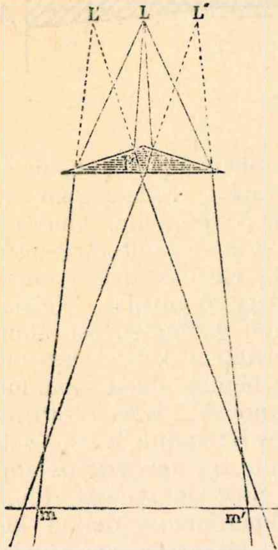
Variantą Fresnelio eksperimentui sudaro Dr. Lloyd'o šviesos interferencijos eksperimentas, kurį jis yra atlikęs tik su vienu irgi tamsiu (juodu) veidrodžiu (žiūr. 168 pieš.). Ant plokščio veidrodžio pro plyšį iš šviesos šaltinio B paleidžiami šviesos spinduliai taip, kad jie eitų gangreit lygiagrečiai veidrodžio paviršiui.



168 pieš.

Geriausia paleisti pro plyšį B lygigrečių spindulių pluoštą arba renkamąją linzę sukoncentruoti į plyšį B, sakysime, Volto lanko teigiamos anglies galo vaizdą. Tada ekrane MP gaunami du vaizdai: vienas nuo tiesioginai perėjusių pro plyšį B spindulių, kitas nuo atmuštų nuo veidrodžio spindulių. Kadangi tie atmušti spinduliai krinta į veidrodį gangreit šliauždami (kritimo kampas arti nuo 90°), tai atmuštų spindulių vaizdas bus gangreit taip pat šviesus kaip tiesioginai pro plyšį parėjusių spindulių sudarytas vaizdas. Keičiant truputį mikrometriniu sraigtu veidrodžio kampą iš atžvilgio į plyšį galima suvesti abudu vaizdus ta prasme, kad spindulių kūgiai tiesioginio ir atmušto vaizdų susikirs, ir mes tada turėsime šviesos interferenciją toje erdvės dalyje, kuri bus apimta bendra abiejų spindulių kūgių dalimi. Šioje vietoje ekrane mes gausime interferencijos bruožus. Plyšys B turi būti mažas. Taigi mes čia turėsime vėl kaip ir du šviesos židinius: vienas B paimtos šviesos šaltinis, kitas A tai atspindis veidrodyje šito paimtos šviesos šaltinio B, nes šviesos spindulių kūgis atrodys taip, kad, tarytum, jis išeina iš taško A. Šitie du šviesos židiniai B ir A bus koherentiški, kaip viršum išdėstyta. Dr. Lloyd'o ekperimentas duoda kiek skirtingą vaizdą, kaip Fresnelio eksperimentas. Dalykas tas, kad taškas M, kur susikerta su ekranu statmuo, ištiestas iš vidurio linijos AB į ekraną, randasi veidrodžio plokštumoje, nuo kurios atsimuša šviesos spinduliai. Taigi vieta M ekrane nebus nušviesta atmuštų spindulių ir todel šitoje vietoje nesusidarys centrinis šviesos bruožas, kuris susidaro eksperimentuojant su Fresnelio veidrodžiais. Mes turėsime, taip sakant, pusę to interferencijos vaizdo, kuris susidaro vartojant du veidrodžius. Bet jeigu įkištų tiesioginių spindulių BP pakeliui ploną stiklo arba žeručio plokštelę, tai einant per stiklo plokštelę šviesos spinduliai turės nukakti ilgesnį optišką kelią del mažesnio šviesos greitimo stiklo arba žeručio plokštelėje, Kaipo išdava visi interferencijos bruožai pasistums į P pusę ir todel į P pusę pasistums ir centrinis bruožas, ir tada jis bus matomas, nes tada ta dalis ekrano, į kurią pasistums centrinis bruožas, bus nušviesta ir tiesioginių spindulių iš B ir atmuštų nuo veidrodžio spindulių. Be to, Dr. Lloyd'as pastebėjo, kad tasai centrinis bruožas čia juodas, tuo tarpu eksperimentuojant su Fresnelio veidrodžiais tasai bruožas skaidrus. Iš abiejų pusių to juodo bruožo randasi balti bruožai, jeigu vartojama balta šviesa, o visi kiti bruožai nudažyti spektro spalvomis. Kaip jau nurodyta „Bangų mokslo" 7 § puslap. 70—71, šviesos bangos, atsimušdamos nuo paviršiaus, kuris skiria optiškai retesnį nuo optiškai tankesnio mediumo, keičiasi judėjimo fazės atžvilgiu per π, vadinasi, tiesioginis spindulys ir atmuštas spindulys pasiekus ekraną bus priešingose judėjimo fazėse ir todel vietoje M ekrane šviesa bus panaikinta. Šviesos bangos iš židinių B ir A turi nukakti tą patį kelią, kad pasiektų ekraną vietoje M. Bet jos jau iš pat pradžios skiriasi fazėje per π, nes viena banga tiesioginė, kita atmušta. Gretimose spektro vietose, kur bangos iš židinio A pasiekia ekraną per pusę periodo anksčiau ar vėliau, kaip bangos iš židinio B, bus skaidrūs bruožai, nes skirtumas fazėje per π del atsimušimo čia bus kompensuotas pasivėlavimu arba pasiskubinimu per pusę periodo ir todel tokiose ekrano vietose mes turėsime bangas iš židinių B ir A toje pat judėjimo fazėje.

Dr. Lloyd'o veidrodžiu galima pasinaudoti irgi monochromatinių bangų ilgiui nustatyti, gavus interferencijos bruožus ekrane iš dūminojo stiklo su skale. Tada galima skalėj atskaityti atstumą tarp dviejų šviesių arba tamsių bruožų x. Atokumą 2 d tarp šviesos židinio B ir jo vaizdo A galima apskaityti iš kampo, kuriuo pasuktas veidrodis iš atžvilgio į spindulius, ir pagaliau atstumą nuo linijos AB vidurio ligi ekrano D galima išmatuoti. Tad iš formulos $\frac{2\,d\,x}{D} = n\,\lambda$ arba $\frac{2\,d\,x}{D} = \left(n + 1/2\right)\lambda$ galima apskaityti bangos ilgis (pirmoji formula čia liečia tamsius bruožus, tuo tarpu Fresnelio eksperimente ji liečia šviesius bruožus), o antroji formula čia liečia šviesius bruožus.



169 pieš.

Pagaliau aprašysime čia dar kitą Fresnelio eksperimentą, kuris ypatingai yra patogus šviesos bangų ilgiams matuoti ir kuris atlikti yra daug lengviau. Tai yra šviesos interferencija su vadinamąja Fresnelio biprizma. 169 piešinys atvaizduoja Fresnelio biprizmą P (tai yra dvi mažo laužiamojo kampo prizmos, sudėtos bazėmis, arba paprastai viena lygiašonė stiklo prizma labai aštriais lygiais kampais) ir eigą spindulių. Šviesos židinys randasi taške L. Geriausia sukoncentruoti šviesos spindulius į siaurą plyšį L, taip kad spindulių kūgis eitų prasiskyręs. Tad ekranas m m' bus nušviestas spindulių, kurie, tarytum, išeina iš dviejų židinių L'L". Tai bus vaizdai šviesos plyšio L, matomi žiūrint į plyšį L pro prizmą. Iš piešinio aišku, kad spindulių kūgiai, kurie išeina iš taškų L' ir L", susikirs, ir mes erdvėje turėsime bendrą tų dviejų kūgių dalį, būtent, m P m'. Taigi ekrane apimtas šituo bendru kūgiu plotas bus išbraižytas interferencijos bruožais. Čia irgi abudu vaizdai L' ir L" yra kaip ir du koherentiški šviesos šaltiniai, ir todel mes čia turėsime išpildytą būtiną interferencijos sąlygą. Matuojant bangos ilgius, pavyzdžiui, natrijo liepsnos, pastatytos prieš plyšį, bangos ilgį (D linijos bangos ilgis), vietoj ekrano vartojamas mikroskopas su skale ir mikrometriniu sraigtu. Tada interferencijos bruožai matomi fokinėje mikroskopo plokšmėje. Reikia, kad plyšys ir prizmos briauna būtų vertikalūs ir, be to, plyšys, biprizma ir mikroskopas turi būti toj pačioj tiesiojoj linijoj. Plyšys reikia paimti siauras ir nustatyti jis kiek galint labiau lygiagrečiai prizmos briaunai. Bangos ilgumui apskaityti čia galioja formula $\lambda = \frac{2\,d\,x}{D}$, išvesta su 166 piešinio pagalba, nes čia mes turime kaip tik tokias pat interferencijos susidarymo sąlygas. Atstumas D nuo linijos L'L" vidurio ligi ekrano m m', kitaip sakant, atstumas šviesos šaltinio L ligi ekrano (arba mikroskopo fokinės ploštumos), atskaitomas skalėj arba optikos suole, kuriame patalpinti plyšys, biprizma ir mikroskopas. Atstumas x tarp dviejų gretimų šviesių arba tamsių bruožų geriausia surasti tokiu būdu. Naudojantis mikroskopo mikrometriniu sraigtu ir skale atskaityti būklę kokių 10 arba 12 bruožų iš eilės, paskui atimti pirmą atskaitymą nuo šešto, antrą nuo septinto, trečią nuo aštunto ir t. t., paimti iš visų tų skirtumų aritmetinį vidurį ir padalinti tas aritmetinis vidurys iš 5. Tada mes gausime vidutinį atstumą x tarp dviejų greta esančių šviesių arba tamsių bruožų.

Atokumą 2d tarp abiejų vaizdų L' ir L" galima surasti dviem būdais. Tegu prizmos laužiamasai kampas bus α (paprastai tai labai mažas kampas, ne didesnis kaip $0{,}5^0$) radijanais ir prizmos lūžimo koeficientas bus n. Tad prizmos nuokrypis bus $\alpha\,(n-1)$. Kadangi čia mes turime nuokrypį dviejų spindulių ir du vaizdus, tai kampas radijanais, kurį sudaro šitie du vaizdai su prizmos briauna, bus $2\,\alpha\,(n-1)$. Padauginę šitą kampą iš stipino, kitaip sakant, atstumą tarp plyšio L ir prizmos P, kuris galima atskaityti optikos suolo skalėj, mes gausime lanką L' L", kuris galima paimti per at-

stumą vaizdų L' ir L", nes kampas α mažas. Taigi atstumas tarp dviejų vaizdų bus $2d = 2\ \alpha\ (n-1)$. L P.

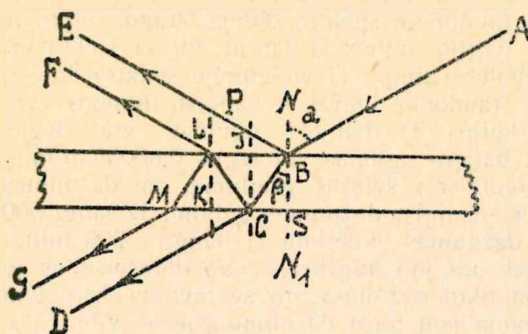
Kitas būdas surasti šitam atstumui yra toks. Paliekant plyšį ir biprizmą optikos suole tose vietose, kur jie buvo matuojant interferencijos bruožų būkles, tarp prizmos ir mikroskopo reikia patalpinti iškilą linzę, ir artinant linzę ir mikroskopą vieną prie kito arba tolinant juos vienas nuo kito gauti fokinėje mikroskopo plokšmėje du vaizdus A ir B plyšio L. Išmatuosime dabar mikrometriniu mikroskopo sraigtu ir jo skale atstumą tarp šitų dviejų vaizdų. Tegu šitas atstumas bus c_1. Paliekant plyšį, prizmą ir mikroskopą tose būklėse, kuriose jie buvo, keičiant tik linzės būklę, galima vėl gauti du vaizdus A ir B plyšio L fokinėje mikroskopo plokšmėje. Tegu dabar atstumas tarp tų vaizdų bus c_2. Tad atstumas tarp vaizdų L' ir L" 2d bus lygus $\sqrt{c_1 c_2}$. O žinodami 2d, D ir x mes apskaitysime bangos ilgumą λ.

Siandien yra visa eilė metodų tiksliai išmatuoti įvairių spalvų bangų ilgumams. Bet aprašytais čia metodais buvo atlikti pirmieji bangų ilgumų matavimai Fresnelio ir Young'o. Kadangi kiekviena spektro spalva apima daugybę bangų įvairaus ilgumo, tai matavimai šiandien daromi bangos ilgumų, atitinkančių tą ar kitą Frauenhoferio liniją. Taip Frauenhoferio linijos A raudonoje spektro dalyje bangos ilgumas yra toks, kad 1m/m. tų bangų tilpsta 1315, natrijo linijos D 1 m/m. tilpsta 1698 bangos ir pagaliau bangų, atitinkančių Frauenhoferio liniją H violetinėje spektro dalyje, tilpsta 1 m/m. 2542. Tai reiškia, kad raudonos linijos A bangos ilgumas yra lygus 0,00076 m/m. $= 0{,}76\mu$; geltonos linijos D bangos ilgumas yra lygus 0,00058 m/m.=0,58 μ ir violetinės linijos H bangos ilgumas yra lygus 0,00039 m/m.= 0,39 μ. Kadangi $n\lambda = v$, kur n reiškia dažnumą ir v šviesos greitumą, tai dažnumas raudonų A bangų yra lygus 400 bilijonų per sekundą, dažnumas geltonų D bangų 500 su viršum bilijonų per sekundą ir pagaliau dažnumas violetinių H bangų—763 bilijonai per sekundą. Mes jau žinome, kad tonas bus juo augštesnis, juo didesnis bus jo dažnumas. Kaip mūsų ausis percepuoja tam tikro dažnumo oro svyravimus kaip tam tikro augštumo toną, taip mūsų akis percepuoja tam tikro dažnumo šviesos vibracijas, kaip tam tikrą spalvą Taigi per 1 sekundą mūsų akies retina turi pasiekti bent 400 bil. šviesos bangų, kad mes gautumėm įspūdį raudonos šviesos, 500 bilijonų šviesos bangų, kad gautumėm įspūdį geltonos spalvos, ir bent 763 bilijonų šviesos bangų, kad gautume įspūdį violetinės spalvos.

Spektras, kaip mes žinome, susideda iš matomos dalies ir dviejų nematomų dalių: infraraudonos, kuri apima bangas, ilgesnes kaip raudonos linijos A banga, ir ultravioletinės, kuri apima bangas, trumpesnes kaip violetinės linijos H banga. Infraraudonos spektro dalies bangų ilgiai siekia nuo 0,76μ ligi 342 μ. Šita sritis apima vadinamuosius tamsius arba šilimos spindulius. Ultravioletinėje spektro dalyje trumpiausia išmatuota banga yra lygi 0,1 μ. Šita sritis apima chemiškai ypatingai aktingus spindulius. Taigi imdami anologiją iš garso srities, mes spektre turėsime apie 12 oktavų ir iš tų 12 oktavų akį veikia šviesos vibracijos tik vienos oktavos ribose, būtent, pradedant nuo raudonos linijos A bangos ilgumo 0,76μ, arba dažnumo tiksliai 395 bilijonai per sekundą ir baigiant violetine linija H bangos ilgumo 0,38 μ arba dažnumo 763 bilijonai per sekundą. O tonų srityje mūsų ausis percepuoja dar kaipo žemiausį toną dažnumo 32 per sekundą ir kaipo augščiausį dažnumo 32000 per sekundą. Taigi mes čia turime 11 oktavų. Vadinasi, ausies percepcijos ribos yra daug platesnės kaip akies percepcijos ribos, nekalbant jau apie tai, kad ausis tonų mišiny sugeba atskirti atskirus tonus, tuo tarpu akis spektriniam spalvų mišiny nesugeba atskirti atskirų spalvų ir tik paėmus prizmą akies pagalbon akis pamatys atskiras spalvas.

Labai gražių spalvų reginį duoda plonos stiklo arba kitos kokios permatomos medžiagos plokštelės, žiūrint į atmuštą nuo tokių plokštelių šviesą arba į perėjusią pro tokias plokšteles šviesą. Žinomas pavyzdys tokių gražių spalvų muilo burbulai, atleidžiamosios spalvos, kurios susidaro plieno paviršiuje atleidžiant plieną, spalvos nuo paviršiaus kai kurių šilkinių audeklų ir t. t. Visi šitie gražūs spalvų fenomenai yra šviesos interferencijos išdava. Tegu į plono stiklo plokštelę (žiūr. 170 pieš.) krinta šviesos spindulys AB kampu α. Dalinai spindulys atsimuš nuo stiklo plokštelės paviršiaus ir

atsimušęs eis išilgai linijos BE, dalinai tas spindulys AB užlūš kampu β, įsiskverbęs į plokštelę ir slinkdamas plokštelėje išilgai linijos BC. Pasiekęs kitą plokštelės paviršių jis dalinai atsimuš nuo šito paviršiaus išilgai linijos CL ir išeis per viršutinį plokštelės paviršių, nukrypdamas nuo statmens ir slinkdamas ore išilgai linijos LF. Spindulys BC pasiekęs apatinį plokštelės paviršių taške C dalinai išeis per tą paviršių į orą, nukrypdamas nuo statmens ir eis išilgai linijos DC. Taip pat spindulys CL plokštelėje dalinai atsimuš nuo jos viršutinio paviršiaus, pasieks apatinį plokštelės paviršių taške M ir išeis per šitą paviršių į orą, eidamas išilgai linijos MG. Aišku, kad jeigu plokštelė apribota lygiagrečiais paviršiais, mes iš vienos pusės plokštelės turėsime visą eilę atmuštų lygiagrečių spindulių, taip pat iš kitos pusės mes turėsime pluoštą perėjusių per plokštelę lygiagrečių spindulių. Jeigu į plokštelę krinta monochromatinė, sakysime, geltona šviesa, tai, žiūrėdami į plokštelę, atmuštoje šviesoje mes pamatysime eilę šviesių ir tamsių bruožų. Taip pat žiūrėdami į plokštelę, perėjusioje šviesoje mes pamatysime eilė šviesių ir tamsių bruožų su tuo vienok skirtumu, kad kiekvieną šviesos bruožą atmuštoje šviesoje atitiks tamsus bruožas perėjusioje šviesoje, ir atbulai.



170 pieš.

Kaip jau mes žinome, atsimušant šviesos bangoms nuo paviršiaus, kuris skiria optiškai retesnį mediumą nuo optiškai tankesnio mediumo, judėjimo fazė keičiasi per π. Vadinasi, spindulys BE skiriasi fazėje nuo spindulio AB per π, o spindulys LF nesiskirs fazėje nuo spindulio AB, nes tas spindulys LF susidarė užlūžus dalinai spinduliui AB, atsimušus spinduliui BC nuo ribos, skiriančios tankesnį mediumą nuo retesnio, ir vėl užlūžus per viršutinį plokštelės paviršių, o tokiomis sąlygomis skirtumo judėjimo fazėje nesusidaro. Bet siekdami akį arba ekraną spinduliai BE ir LF nukaks nevienodą kelią ir nuo atliktų kelių skirtumo pareis, ar tie du spinduliai skirsis judėjimo fazėje ar ne, ir ar ekrane bus šviesos sustiprinimas, ar šviesos panaikinimas. Ištiesime iš taško L liniją LP, statmenišką abiems spinduliams BE ir LF (žiūr. 170 pieš.). Taigi pradedant nuo šitos linijos ligi ekrano ar ligi akies tie du spinduliai nuvyks tą patį kelią. Bet pradedant nuo taško B spindulys BE ligi linijos arba plokštumos LP nuvyks ore arba tuštumoje kelią BP. Spindulys gi LF ligi linijos LP, pradedant nuo taško P, nukaks stiklo plokštelėje kelią (BC + LC)μ. Čia μ reiškia stiklo plokštelės lūžimo koeficientą, ir kelią, nukaktą spindulio stiklo plokštelėje, mes turėsime padauginti iš šito koeficiento, nes šviesos greitumas stiklo plokštelėje yra mažesnis kaip ore arba tuštumoje, o tai reiškia, kad optiškas kelias yra μ sykių didesnis kaip geometriškas kelias BC+LC. Taigi keliai, atlikti spindulių LF ir BE, skirsis per

$$\mu\,(BC + LC) - PB = 2\,\mu\,BC - PB, \text{ nes } BC = LC.$$

Pažymėsime stiklo plokštelės storumą raide d. Tad

$$BC = LC = \frac{BS}{\cos\beta} = \frac{d}{\cos\beta} \text{ ir } \mu\,(BC + LC) = \frac{2\,\mu\,d}{\cos\beta}.$$

Tai išeina iš trikampio CBS. Iš trikampio LPB išeina PB = LB sin α, nes ∠ PLB = ∠ EBN = α, kadangi tie du kampai PLB ir EBN sudaryti atitinkamai statmeniškomis linijomis. Iš trikampio gi LCB išeina

$$LB = 2\,BI = 2\,BC \sin\beta = \frac{2\,d \sin\beta}{\cos\beta}, \text{ nes } BC = \frac{d}{\cos\beta}.$$

Kadangi kelias BP atliktas ore arba tuštumoje, tai čia optiškas kelias ir geometriškas kelias sutampa. Taigi skirtumas kelių bus

$$\mu\,(BC+LC)-BP=\frac{2\,\mu\,d}{\cos\beta}-\frac{2\,d\sin\beta}{\cos\beta}\cdot\sin\alpha.$$

Padauginsime ir padalinsime antrąjį šito skirtumo narį iš $\sin\beta$. Tad kelių skirtumas bus

$$\frac{2\,\mu\,d}{\cos\beta}-\frac{2\,d\sin^2\beta}{\cos\beta}\cdot\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$$ arba, kadangi $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\mu$, kelių skirtumas bus:

$$\frac{2\,\mu\,d}{\cos\beta}-\frac{2\,\mu\,d\sin^2\beta}{\cos\beta}=\frac{2\,\mu\,d}{\cos\beta}(1-\sin^2\beta)=\frac{2\,\mu\,d}{\cos\beta}\cos^2\beta=2\,\mu\,d\cos\beta.$$

Šitas kelių skirtumas reiškia tokį fazių skirtumą: $\frac{2\pi}{\lambda}\cdot 2\,\mu\,d\cos\beta=2\,\pi\,n$, kur n, sakysime, reiškia bet kurį sveiką skaičių, pradedant nuo 0. Iš šitos lygties išeina $2\,\mu\,d\cos\beta=n\,\lambda$. Jeigu šita sąlyga išpildyta, tai reiškia, kad spindulys LF, pasiekęs akį arba ekraną, bus atlikęs kelią ilgesnį kaip kelias AB per $n\lambda$ (per sveiką bangų skaičių). Vadinasi, iš atžvilgio į spindulį AB spindulys LF nesiskirs judėjimo fazėje. Bet spindulys EB skiriasi fazėje nuo spindulio AB per π. Tai reiškia, kad jeigu mes turime $2\,\mu\,d\cos\beta=n\lambda$, tai spindulys LF skirsis fazėje nuo spindulio EB per π. Vadinasi, pasiekus ekraną mes čia turėsime judėjimą priešingose fazėse ir todel šitoje ekrano vietoje bus tamsus bruožas, ir aplamai tamsūs bruožai bus tose ekrano vietose, kurios atitiks spindulių kelių skirtumus, išreikštus sveikais skaičiais bangų.

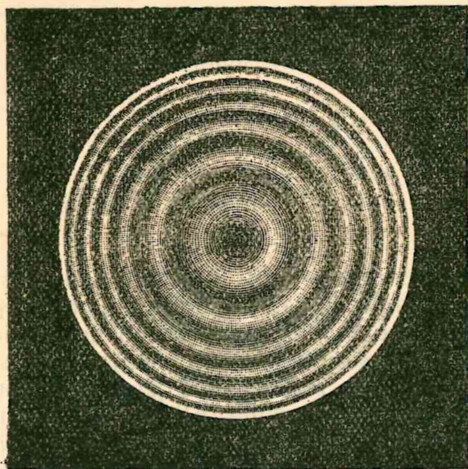
O jeigu mes turėsime $2\,\mu\,d\cos\beta=\left(n+\frac{1}{2}\right)\lambda$, tai spindulys LF skirsis fazėje nuo spindulio AB per π. Vadinasi, spinduliai LF ir BE pasiekę ekraną bus tada toje pat judėjimo fazėje, ir todel atitinkamoje ekrano vietoje mes tada turėsime šviesos sustiprinimą arba šviesos bruožą. Aplamai šviesos bruožai bus tokiose ekrano vietose, kurioms spindulių kelių skirtumai bus išreikšti nelygiu skaičium pusbangių.

Skirtumams kelių, perėjusių per plokštę spindulių CD, GM ir t. t., mes turėsime tas pačias lygtis. Bet kadangi perėjęs pro plokštelę spindulys DC nesiskirs fazėje nuo spindulio AB, tai skirtumas fazėje tarp spindulių DC ir GM pareis tiktai nuo skirtumo nukaktų kelių. Vadinasi, perėjusiems pro plokštelę spinduliams galios tokie santykiai: kada bus $2\,\mu\,d\cos\beta=n\lambda$, tada atitinkamose ekrano vietose mes turėsime šviesos sustiprinimą, o kada bus $2\,\mu\,d\cos\beta=\left(n+\frac{1}{2}\right)\lambda$, tai atitinkamose ekrano vietose mes turėsime šviesos panaikinimą. Vadinasi, žiūrėdami pro plokštelę mes matysime tokius pat tamsius ir šviesius bruožus tik taip, kad, tarytum, tie bruožai pasikeitė savo vietomis. Vienas vaizdas bus lyg kito vaizdo papildinys.

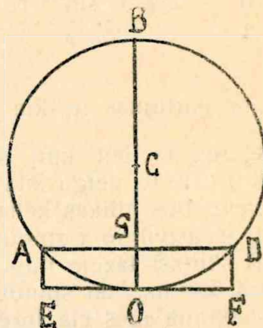
Jeigu plokštelė bus labai plona, tad atmuštoje šviesoje tokia plokštelė atrodys visiškai tamsi, o pereinamojoj šviesoj ji atrodys šviesi, todel kad mažas kelio skirtumas, kuris susidarys tarp spindulių BE ir LF, labai mažai palies judėjimo fazę, ir visas fazės skirtumas pareis tik nuo fazės atmainos atsimušant spinduliui BE. Taigi mes tada turėsime spindulius, kurie skiriasi fazėje gangreit per π, ir mums plokštelės paviršius atrodys gangreit tamsus. O einant šviesai pro labai ploną plokštelę jokių fazės skirtumų nesusidarys ir plokštelė atrodys mums smarkiai nušviesta.

Sudėję dvi iškilas linzes jų ašigaliais ir žiūrėdami į jas atmuštoje šviesoje, mes pamatysime tamsų vidurį ir eilę šviesių žiedų (žiūr. 171 pieš.), jeigu mes nušviesime tokias dvi linzes monochromatine šviesa, arba eilę žiedų su spektro spalvomis, jeigu tokios dvi linzės bus nušviestos balta šviesa. Šitą fenomeną pirmutinis pastebėjo Hook 1665 metais. Newton'as gerai jį išnagrinėjo, išmatavęs žiedų diametrus ir oro sluog-

snio tarp linzių storumą įvairiuose atstumuose nuo kontakto taško tarp abiejų linzių. Šitas fenomenas žinomas optikoje kaipo Newton'o žiedai, nepaisant to, kad Newton'as nesugebėjo duoti šito fenomeno teorijos. Young'as pirmutinis išaiškino Newton'o žiedus, kaipo interferencijos išdavą tarp spindulių, atmuštų nuo viršutinio ir apatinio oro sluogsnio paviršiaus, kuris randasi tarp abiejų linzių ir kurio storumas nuosakiai auga einant nuo kontakto taško tarp abiejų linzių į jų viršūnių pusę. Tą patį Newton'o žiedų fenomeną mes gausime padėję ant plokščios stiklo plokštelės plokščiai iškilą linzę AOD plokščiu paviršium augštyn (žiūr. 172 pieš.). Čia



171 pieš.



172 pieš.

EF reiškia plokščią stiklo plokštelę, AOD plokščiai iškilą linzę. Taigi tarp plokštelės EF ir linzės sferiško paviršiaus mes turime oro sluogsnį, kurio storumas didėja proporcingai atstumui nuo kontakto vietos 0. Žiūrint į šitą kombinaciją atmuštoje šviesoje, kadangi kontakto vietoje oro sluogsnis yra labai plonas, atmušti toje vietoje spinduliai nuo apatinio ir viršutinio paviršiaus skirsis fazėje per π, ir todel šita vieta bus tamsi. Aišku, kad žiūrint pereinamoje šviesoje šita vieta bus šviesi. Apie šitą tamsų tašką arba ratuką mes turėsime iš eilės šviesius ir tamsius žiedus (grandis), kurių diametras nuosakiai didės tolinantis nuo jų bendro centro taške O. Papildysime lanką AOD ligi rato ir pažymėsime to rato stipiną raide R. Tai bus linzės sferiško paviršiaus stipinas. Paimsime žiedą, kurio diametras yra lygus $EF = AD = 2r$. Oro sluogsnio storumas toje vietoje, kur susidaro tas žiedas, bus $AE = GO = DF = d$. Tad eidami žinoma geometrijos teorema, mes turėsime $d : r = r : (2R - d)$. Iš kur išena: $r^2 = 2Rd - d^2 = 2Rd$, nes d yra labai mažas dydis palyginant su R, arba $d = \frac{r^2}{2R}$. Žiūrint atmuštoje šviesoje, šviesūs ir tamsūs žiedai čia susidaro tokiomis pat sąlygomis kaip šviesūs ir tamsūs bruožai, žiūrint atmuštoje šviesoje į stiklo plokštelę. Vadinasi, mes turėsime tamsų žiedą, kada $2\mu d \cos\beta = n\lambda$, ir šviesų žiedą, kada $2\mu d \cos\beta = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$.

Čia μ reiškia stiklo lūžimo koeficientą ir β reiškia lūžimo kampą. Pakeitus šitose formulose d jo verte, išreikšta per žiedo ir linzės diametrus, sąlygos tamsiems ir šviesiems žiedams iš eilės bus

$$\frac{\mu r^2}{R} \cos\beta = n\lambda \quad \text{ir} \quad \frac{\mu r^2}{R} \cos\beta = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda.$$

Iš čia išeina $r = \sqrt{\frac{n\lambda R}{\mu \cos\beta}}$ arba $= \sqrt{\frac{\left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda R}{\mu \cos\beta}}$.

Pakeitę čia n skaičiais 1, 2, 3, 4 ir t. t. mes turėsime, kad stipinai arba diametrai tamsių žiedų santykiuoja kaip kvadratinės šaknys iš eilės natūralių skaičių, o diametrai šviesių žiedų santykiuoja kaip kvadratinės šaknys iš eilės nelygių skaičių. Tai liečia žiedus, matomus atmuštoje šviesoje.

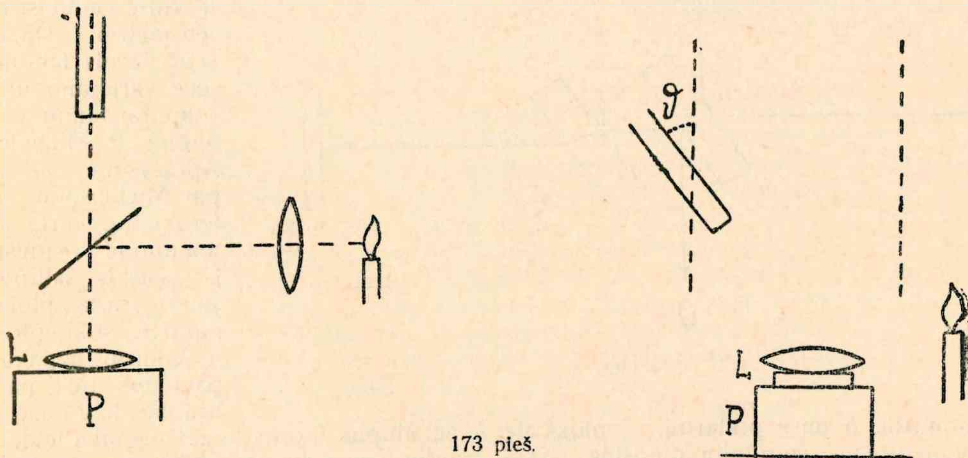
Šitais Newton'o žiedais galima pasinaudoti, norint surasti monochromatinės šviesos bangos ilgumą. 173 piešinys duoda tyrimo schemą. Reikia paimti plokščiai paralėlę stiklo plokštelę P ir uždėti ant jos akinių linzę L (abipus iškilą). Pastačius kitą plokščiai paralėlę stiklo plokštelę G kampu 45^0 ji nušviečiama natrijo liepsna (arba kitos spalvos liepsna), abipus iškilos linzės F pagalba paleidžiant į ją lygiagrečių spindulių pluoštą gulsčia kryptimi. Plokštelė G kaip veidrodis atmuša tuos spindulius stačiai žemyn, ir todel atsimušę nuo viršutinio ir apatinio oro sluogsnio tarp L ir P paviršių tie spinduliai eina pro stiklo plokštelę G eidami stačiai augštyn, ir jų interferencijos išdavą galima sekti mikroskopu su skale, kuris patalpintas viršum plokštelės G. Kitas būdas gauti Newton'o žiedams parodytas dešinėj piešinio pusėj. Čia mikroskopas nustatomas kampu ϑ iš atžvilgio į vertikalią liniją ir nuo monochromatinės liepsnos spinduliai krinta į linzę L irgi tokiu pat kampu. Tuomet stiklo plokštelė G nereikalinga, ir matomi Newton'o žiedai turi elipsės formą. O žiūrint į Newton'o žiedus, kaip parodyta iš kairės piešinio pusės, vadinasi, su normaliai krintančiais ir normaliai atmuštais spinduliais, žiedai turi formą ratų.

Pažymėsime stipiną n-tojo žiedo raide r_n ir n + s-tojo žiedo raide r_{n+s}. Tad remdamies viršum duota žiedo stipinui formula, mes turėsime

$$r^2_{n+s} - r^2_n = \frac{\left(n + s + \frac{1}{2}\right) \lambda R}{\cos \vartheta} - \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda R}{\cos \vartheta}.$$

Šita lygtis liečia šviesius žiedus, ir čia $\mu = 1$, nes tarp linzės L ir stiklo plokštelės P randasi oro sluogsnis. Iš šitos lygties išeina

$$\lambda = \frac{(r^2_{n+s} - r^2_n) \cos \vartheta}{s R}.$$



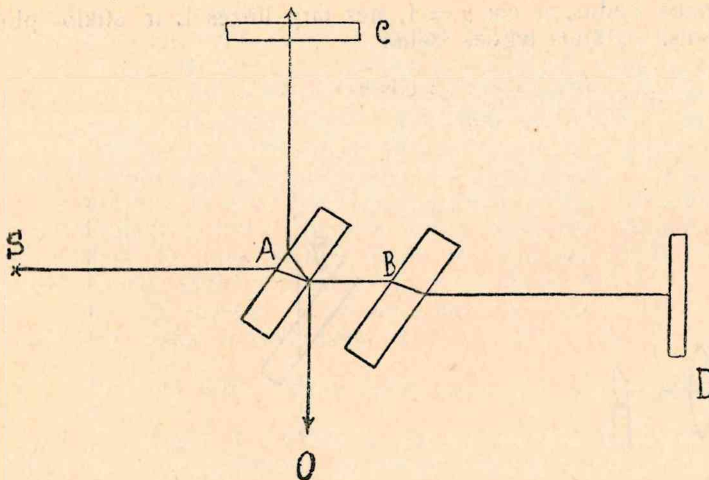
173 pieš.

Tai bus tada, kada mes žiūrime į žiedus kaip parodyta iš dešinės 173 piešinio pusės. O žiūrint į žiedus normaliai, kaip parodyta iš kairės piešinio pusės

$$\vartheta = O, \cos \vartheta = 1 \text{ ir } \lambda = \frac{(r^2_{n+s} - r^2_n)}{s R}.$$

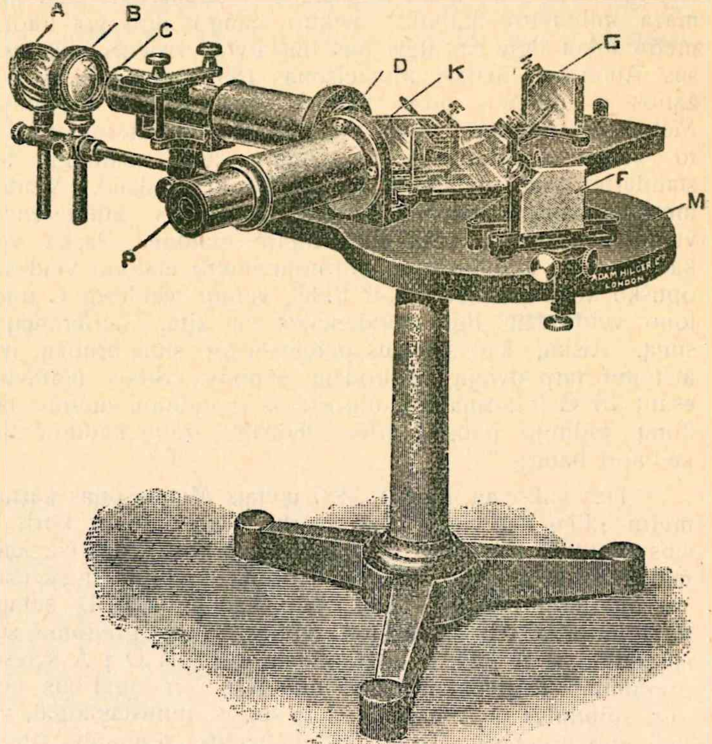
Vadinasi, norint surasti bangos ilgumą λ, reikia žinoti linzės L stipiną R ir nustatyti eilinius skaičius dviejų bet kurių šviesių žiedų (skirtumas tų eilinių skaičių čia bus s) ir išmatuoti mikroskopu su mikrometriniu okularu tų žiedų diametrus. Tad iš formulos mes surasime λ.

Iš interferencijos pritaikinimų nurodysime čia visų pirma į tai, kad interferencijos bruožai įgalina patikrinti plokštelių paviršių lygiagretumą. Jeigu pakeliui vieno iš dviejų interferuojančių spindulių pluoštų patalpinti stiklo plokštelę lygiagrečiais paviršiais, tai to spindulio pluošto optiškas kelias pro plokštelę bus padidintas santykiu μ, ir todel interferencijos bruožai atitinkamai pasistums ekrane. Pažymėsime šitą pasistūmimą raide x, plokštelės storumą raide s, bangos ilgumą raide λ ir plokštelės lūžimo koeficientą raide μ. Tad $x = \frac{bs}{\lambda}(n-1)$. Cia b reiškia atstumą tarp dviejų artimiausių interferencijos bruožų ekrane. Taigi šituo pasistūmimu galima pasinaudoti, norint išmatuoti mažiausios lūžimo koeficiento atmainos. Paprastai lūžimo koeficientas nustatomas atskaitant minimum nuokrypio kampą spektrometru arba visiško šviesos atspindžio metodu, nustatant šviesos spindulio išėjimo kampą, o jau iš tų kampų apskaitomas lūžimo koeficientas. Gerais instrumentais galima išmatuoti kampas 10" ir apskaityti lūžimo koeficientas ligi ketvirtos decimalės. Bet kada reikia surasti mažos lūžimo koeficiento atmainos, tai reikia turėti priemonių matuoti daug mažesnius ilgius. Jeigu šviesos spindulys eina pro plokštelę 10 cm. storumo, tai pasikeitus to spindulio optiškam keliui per λ (vienos bangos ilgį), medžiagos lūžimo koeficientas pasikeis per $\frac{5.10^{-5}}{10} = 0{,}000005$. Išmatuoti pasikeitimą optiško kelio per $^1/_5$ dalį bangos ilgumo yra gana lengva ir todel nesunku surasti lūžimo koeficiento atmainą 100 sykių mažesnė, kaip spektrometru, nes pasikeitus optiškam keliui per $^1/_5$ dalį bangos, lūžimo koeficientas pasikeis per 0,000001. Šitokius mažus pasikeitimus lengva konstatuoti aparatais, kurie remiasi šviesos interferencija ir kurie vadinasi interferometrai. Dažniausiai fizikos laboratorijose vartojami interferometrai Jamin'o, Rayleigh'o ir Michelsono. Aprašysime čia trumpai Michelsono interferometrą, kurio schemą duoda 174 piešinys. Iš šviesos šaltinio S šviesa krinta į plokščiai paralelę stiklo plokštelę A, kurios užpakalinis paviršius tiek pasidabruotas, kad pusę šviesos atmuštų, o pusę praleistų. Į plokštelę A su abipus iškilos linzės pagalba leidžiama iš S lygiagrečių spindulių pluoštas. Taigi šviesos spindulys AS dalinai atsimuša nuo užpakalinio plokštelės paviršiaus ir eidamas linija AC krinta normaliai į veidrodį C, kurio pryšakinis paviršius gerokai pasidabruotas. Taigi spindulys, atsimušęs nuo to paviršiaus, eina tuo pačiu keliu atgal ir perėjęs pro plokštelę A eina kryptimi O. Kita spindulio SA dalis pereina pro plokštelę A, eina išilgai ABD, krinta normaliai į plokščią veidrodį D gerokai pasidarbuotu pryšakiniu paviršium, atsimuša nuo jo, eina atgal tuo pačiu keliu ir atsimušus nuo užpakalinio paviršiaus plokštelės A eina irgi kryptimi O.



174 pieš.

Veidrodžiai D ir C patalpinti tiesiu kampu vienas kito atžvilgiu, stiklo plokštelės A ir B patalpintos kampu 45^0 iš atžvilgio į gulsčią liniją. Antroji stiklo plokštelė B reikalinga čia tam, kad abiejų spindulių AC ir AD keliai būtų simetriški, nes jeigu nebūtų plokštelės B, tai spindulys AC dukart pereitų per stiklo plokštelę, o spindulys AD tik vieną kartą, Vadinasi, jų optiški keliai būtų nevienodi. O įvedus stiklo plokštelę B tokio pat storumo, kaip stiklo plokštelė A, abudu spinduliai prieš pasiekdami O atliks tą patį optišką kelią, ir žiūrėdami į O pro žiūroną mes pamatysime interferencijos bruožus, nes mes turėsime čia irgi kaip ir du koherentiškus šviesos šaltinius. Patį aparatą atvaizduoja 175 piešinys. Norint nustatyti aparatą matuoti, tarp šviesos šaltinio S ir stiklo plokštelės A, reikia patalpinti koks nors mažas objektas, sakysime, segtukas. Tad stebėtojas pamatys iš O pusės du vaizdus, vieną sudarytą spindulio AC, kitą sudarytą spindulio AD. Veidrodis D užima nuolatinę vietą o, veidrodis C galima mikrometriniu sraigtu stumti toliau nuo A arba artinti prie A. Keičiant veidrodžio C būklę galima suvesti abudu segtuko vaizdus. Kada vaizdai nuo abiejų spindulių suvedami, tai pasirodo interferencijos bruožai. Vartojant baltą šviesą interferencijos bruožai pasirodo tik tada, kada keliai AD ir AC yra lygūs. Oras ir aplamai dujos turi labai mažą lūžimo koeficientą. Tokiems mažiems lūžimo koeficientams nustatyti labai tinka Michelsono interferometras. Patalpinsime stiklo vamzdį, uždarytą iš abiejų galų plokščiai paralėlėmis stiklo plokštelėmis taip, kad spindulys BD eitų per tą vamzdį. Tegu vamzdis iš pradžios bus tuščias. Inteferencijos bruožai atrodys nejudomi. Ėmus leisti į vamzdį dujas didės spindulio ABD optiškas kelias, ir interferencijos bruožai ims slinkti matomajame lauke ir sustos slinkę tik tada, kada bus sustabdytas dujų tekėjimas į vamzdį. Taigi žiūrint pro žiūroną į O galima suskaityti, kiek bruožų pereis, sakysime, per žiūrono siūlų susikirtimą. Kiekvieno bruožo perėjimas reiškia optiško kelio pailgėjimą vienu bangos ilgiu. Taigi čia mes nustatysime bangų skaičių, kuriuo pailgėja optiškas kelias spindulio BD, įvedus vamzdį su dujomis. Padalinę šitą optišką kelią į geometrišką kelią (į vamzdžio ilgį), mes gausime dujų lūžimo koeficientą. Šitas metodas yra labai jautrus, ir ribos, ligi kurių galima išmatuoti lūžimo koeficiento atmainas, augščiau nurodytos.



175 pieš.

Tuo pačiu instrumentu galima pasinaudoti norint patikrinti permatomų plokštelių, apribojančių jas paviršių lygiagretumą. Įkišus tokią plokštelę pakeliui spindulio BD, jeigu jos pryšakinis ir užpakalinis paviršiai lygiagrečiai, interferencijos bruožai tik pasistums visi vienodai, bet nepasikeis nei savo forma, nei didumu. Iš pasistūmimo galima bus apskaityti plokštelės storumą, jeigu ji labai plona. O jeigu plokštelės paviršiai nelygiagrečiai, tai interferencijos bruožai ne tik pasistums, bet bus iškraipyti.

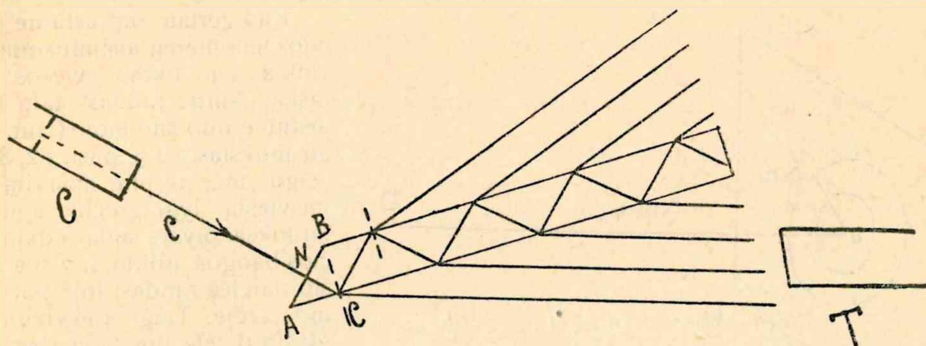
Pagaliau paminėsime čia dar labai svarbų Michelsono interferometro pritaikinimą, būtent, įvertinimą metro standarto bangų ilgumais. Metras etalonas yra tiesyklė iš platinos ir iridijo lydinių, kurioj įbrėžti du bruožai. Atstumas tarp tų bruožų ir skaitomas vienu metru. Tasai etalonas laikomas Tarptautiniam Svorių ir Matų Biūre Sevre, netoli nuo Paryžiaus (žiūr. „Mechanika", 6 puslapis). Ilgainiui gali atsitikti, kad atstumas tarp tų dviejų bruožų metre etalone ir padarytose nuo jo kopijose gali pasikeisti labai maža milimetro dalimi. Spektro bangos ilgis yra nuolatinis dydis, ir todel įvertinus metrą tokiu ilgiu tas ilgis bus nustatytas visiems laikams. Tokį įvertinimą atliko garsus Amerikos fizikas Michelsonas 1892 metais. Jis naudojosi bangomis raudonos, žalios ir mėlynos linijų kadmio spektro, nes tos linijos yra visiškai homogeniškos. Metras standartas buvo patalpintas interferometre vietoj veidrodžio D. Ant to metro standarto (per atstumą, lygų atstumui tarp dviejų bruožų, įbrėžtų standarte) buvo patalpinti du plokšti veidrodžiai. Veidrodis C buvo varomas mikrometriniu sraigtu taip, kad būtų suderintas interferencijos atžvilgiu iš pradžios su vienu veidrodžiu, patalpintu metre etalone. Paskui veidrodis C buvo varomas taip, kad jis būtų suderintas su antruoju metro etalono veidrodžiu. Šita operacija surišta su optiško kelio pasikeitimu, ir todel, varant veidrodį C nuo koincidencijos su vienu etalono veidrodžiu ligi koindencijos su kitu, interferencijos bruožai slenka pro žiūrono siūlą. Aišku, kad skaičius perėjusių pro siūlą bruožų, lygus skaičiui bangų, yra lygus atstumui tarp dviejų veidrodžių etalone. Šitais matavimais Michelsonas nustatė, kad esant 15^0 C ir normaliam atmosferos spaudimui metras etalonas yra lygus 1553163,5 raudonų kadmijo bangų, arba 1966249,7 žalių kadmijo bangų, arba 2083372,1 mėlynų kadmijo bangų.

Dar anksčiau, būtent, 1887 metais Michelsonas kartu su Morley su savo interferometru atliko dar vieną labai svarbų eksperimentą, kuris tapo išeinamuoju punktu garsios šiandien Einšteino relatyvumo teorijos Mes čia kalbame apie šviesos greitumo matavimą žemės judėjimo savo orbita kryptimi ir skersai tai krypčiai. Nustačius savo interferometrą (174 pieš.) taip, kad linija ABD sutaptų su žemės judėjimo kryptimi ir linija AC eitų skersai tos krypties, šviesos greitumas susidės su žemės greitumu einant spinduliui iš A į D, o grįžtant jam atgal iš D į A šviesos greitumas sumažės žemės greitumu. Taip pat ir kelias nuo A į C ir atgal bus nevienodas, nes per tą laiką, per kurį spindulys iš A pasieks C ir sugrįš atmuštas atgal, visas aparatas pasistums žemės judėjimo kryptimi. Todel galima laukti, remiantis žinomais dinamikos dėsniais, kad pasukus aparatą kampu 90^0 taip, kad linija AC sutaptų su žemės judėjimo kryptimi, o linija AD eitų skersai tos krypties, interferencijos bruožai pasistums, nes toksai pasukimas duos čia tokią pat efektą, kokį duotų staigus žemės sustabdymas. Bet iš tikrųjų tokio pasistūmimo bruožų Michelsonas ir Morley negalėjo konstatuoti, ir todel konstatavo svarbų faktą, kad šviesos greitumas yra tas pats ir žemės judėjimo kryptimi ir skersai tos krypties. Reikia pasakyti, kad šitas faktas prieštarauja klasikinės mechanikos dėsniams ir nesuderinamas su šviesos aberacija. Išeina taip, kad šviesos greitumas yra tas pats, ar stebėtojas, kuris tą greitumą matuoja, slenka erdvėje tam tikru greitumu, ar yra parimęs. Apie šitą Michelsono ir Morley darbą teks kalbėti smulkiau pasipažinus su elektrodinamikos dėsniais ir kada galima bus išdėstyti Einšteino relatyvumo teorijos pagrindus.

Pagaliau trumpai paminėsime čionai šviesos interferencijos pritaikinamą spektroskopijoje. 176 piešinys duoda schemą Lumerio ir Gehrke interferencijos spektroskopo. Mes čia turime stiklo plokštelę storumo d, apribotą lygiagrečiais paviršiais, iš vieno galo AB nuožulniai nupiautą arba aprūpintą tiesiakampe prizma. Iš kolimatoriaus C paleidžiamas į nuožulniai nupiautą galą AB monochromatinių lygiagrečių spindulių pluoštas N. Tasai pluoštas, kaip rodo piešinys, daug kartų atsimušęs stiklo plokštelėje išeina iš vienos ir kitos pusės plokštelės pavidalu lygiagrečių spindulių, kurie sudaro labai mažą kampą su plokštelės šonais. Du gretimi spinduliai šitame lygiagrečių spindulių pluošte, išėjusiame iš plokštelės, skirsis fazėje per $\frac{2\,\pi.\,2\,\mu\,d\cos\beta}{\lambda}$

(žiūr. apie interferenciją plonose plokštelėse). Kadangi mes čia turime išėjusią iš plokštelės šviesą, tai visi tie spinduliai, kurie skirsis fazėje kaip viršum nurodyta, duos šviesos sustiprinimą, jeigu $\frac{2\pi . 2\mu d \cos\beta}{\lambda} = 2\pi n$ arba jeigu $2\mu d \cos\beta = n\lambda$.

Čia β reiškia kritimo kampą plokštelės vidury, kuris mažai skirsis nuo visiško vidaus atspindžio ribų kampo, nes, kaip jau pasakyta, spinduliai išeina iš plokštelės labai mažu kampu, kitaip sakant, išėję iš plokštelės spinduliai gangreit šliaužia plokštelės šonais,



176 pieš.

taip kad išeinant užlūžimo kampas gangreit lygus 90°. Tokiomis sąlygomis šviesos spinduliai mažiausiai būna nusilpninti ir todel interferencijos bruožai čia yra labai skaidrūs. Tie interferencijos bruožai sekami Lummerio-Gehrke spektroskope žiūronu T. Be to, šito interferencijos spektroskopo dispersijos galia yra tokia didelė, kad jame nesunku matyti dvigubą D liniją ir kitas dvigubas ir trigubas spektro linijas Taip pat naudojantis šituo spektroskopu sulyginti lengva pastebėti sudvigubinimą arba sutrigubinimą spektro linijų magnetiniam lauke, bet ir apie tai mums teks kalbėti smulkiau viename iš paskutinių paragrafų.

---

13 §. Šviesos difrakcija. Fresnelio-Huyghens'o zonos. Difrakcija pro įvairius plyšius ir skyles. Difrakcijos gardelis. Jo dispersijos galia. X-spindulių difrakcija pro plonas kristalų plokšteles. Aikštinamoji optikos instrumentų galia.

Kaip jau anksčiau pasakyta, Huyghens'o šviesos bangų teorija negalėjo išaiškinti, kodel šviesa skleidžiasi tiesiomis linijomis, kodel šviesos spinduliai neužlenkia už kampų ir už krantų objektų, kurie randasi jų pakeliui, ir kodel dažniausiai pastebima gan griežtas perėjimas iš šviesos į šešėlį. Bet jau 1665 metais italas Grimaldi pastebėjo, kad krantai plyšio vaizdo, kuris susidaro ekrane, einant šviesai pro plyšį, negriežti. Taip pat jis pastebėjo, kad atmetus ekrane šešėlį nuo kokio nors objekto, krantai to šešėlio niekuomet nebūna griežti. Vienu žodžiu, Grimaldi konstatavo, kad šviesa visuomet daugiau ar mažiau įeina į geometriško šešėlio ribas ir kad arti nuo šviesos spindulio arba pluošto krantų visuomet reiškiasi periodiška, ritmiška skaidrumo variacija. Jeigu, pavyzdžiui, siauras plyšys patalpintas lygiagrečiai tiesiam objekto krantui, tai ekrane šviesa dalinai įsiveržia į geometrišką objekto šešėlį ir tuo pačiu laiku iš oro to šešėlio pasirodo keletas tamsių bruožų. Šitas fenomenas vadinasi optikoje šviesos užlenkimas, arba difrakcija. Tos pačios rūšies fenomeną mes turime žiūrėdami primerkę akis į šviesą

arba naktį pro skėtį į lempą gatvėje. Tada mes matome šviesą apsuptą vainiku iš laumės juostos spalvų. Vėliau šituo fenomenu užsiėmė Hook'as ir Newton'as, bet jiems nepasisekė šitas fenomenas išaiškinti. Dar vėliau, būtent, jau XIX šimtmečio pradžioje Young'as aiškino šitą fenomeną interferencija tiesioginių spindulių, perėjusių ties pat plyšio ar objekto krantu ir tų spindulių, kurie šliauždami krantu atmušami. Bet Young'o aiškinimas neišlaiko kritikos, nes čionai interferencijos bruožai visiškai nepareina nuo kranto aštrumo ir nuo medžiagos paviršiaus lygumo. Fresnelis pirmutinis visiškai patenkinamai šitą fenomeną išaiškino įrodydamas, kad čia mes turime reikalo tik su tiesioginai parėjusiais spinduliais, kurie interferuoja tarpusavy.

177 pieš.

Kad geriau suprastume difrakcijos fenomeną, atsiminsime, kaip veikia tam tikras šviesos plotas tašką, kuris randasi tam tikram atstume nuo šito ploto (žiūr. „Bangų mokslas," 9 §, pusl. 82, 83, 84). Jeigu mes turime apskritą plyšį, nušviestą lygiagrečių spindulių, tai toksai plyšys sudaro dalį plokščios bangos fronto, ir visos to plyšio dalelės randasi toje pat judėjimo fazėje. Taigi kiekviena tokio plyšio dalelė bus tada elementarinių bangų to paties periodo ir tos pačios fazės židiniu. Fresnelis padalino, išeidamas iš Huyghens'o principo, tokio apskrito nušviesto plyšio plotą į pusbanges arba pusperiodžio zonas ir įrodė, kad šitų zonų plotai bus lygūs. Tegu taško atstumas nuo plyšio vidurio, matuojant šitą atstumą statmeniškai, bus b. Tad plyšio vidurys vadinasi taško ašigalis. Tegu AB reiškia plokštumą, per kurią eina plokščia banga (žiūr. 177 pieš.). Iš šito taško P, kuris randasi statmeniškam atstume OP = b nuo šitos plokštumos, aprašome iš eilės stipinais $b + \frac{\lambda}{2}$, $b + \lambda$, $b + \frac{3}{2}\lambda \ldots b + n\frac{\lambda}{2}$ sferas, kurios perkirs plokštumą AB ratais. Tie ratai bus simetriškai orientuoti iš atžvilgio į liniją OP, nes taškas O, taško P ašigalis, bus visų tų ratų bendras centras. Šitais ratais plokštuma AB bus padalinta eile plotų. Tie plotai vadinasi čia pusbangės arba pusperodžio zonos, nes pirmasai plotas arba pirmoji zona bus sudaryta rato, kur sfera aprašyta stipinu $b + \frac{\lambda}{2}$ susikerta su plokštuma AB, antroji zona bus tarp šito pirmojo ir antrojo ratų ir todel ji vadinasi antroji pusperiodžio zona, trečioji zona bus tarp antrojo ir trečiojo ratų ir todel ji vadinasi trečioji pusperiodžio zona ir t. t. Tegu parodytoji 177 piešiny pusperiodžio zona randasi tarp ratų, kurie susidaro susikirtimu su plokštuma AB sferų, aprašytų iš taško P iš eilės stipinais $b + (n - 1)\frac{\lambda}{2}$ ir $b + n\frac{\lambda}{2}$ ir tegu linijos OK_{n-1} ir OK_n reiškia šitų ratų stipinus. Tad plotas zonos tarp šitų dviejų ratų bus:

$$\pi\left(OK_n^2 - OK_{n-1}^2\right) = \pi\left[\left(PK_n^2 - b^2\right) - \left(PK_{n-1}^2 - b^2\right)\right] =$$

$$= \pi\left(PK_n^2 - PK_{n-1}^2\right) = \pi\left[\left(b + n\frac{\lambda}{2}\right)^2 - \left[b + (n-1)\frac{\lambda}{2}\right]^2\right] = \pi b \lambda,$$

atmetus narius, kurie turi λ^2, nes λ yra mažas dydis palyginant su OP ir todel dar mažesnis dydis λ^2. Kadangi mes paėmėme čia dvi eilines sferas bet kurio eilinio pusbangių skaičiaus n ir $n-1$, tai aišku, kad zona tarp bet kurių dviejų gretėjančių ratų turi tuos pačius plotus. Taigi išeina, kad visų tokių pusbangių arba pusperiodžio zonų plotai yra lygūs. Kaip veiks šviesa tašką P, jeigu tasai taškas randasi ašy OP plokštumos AB, iš kurios išeina šviesa? Aišku, kad šviesos vibracijos, kurios bus suteiktos taškui P, bus vaisius superpozicijos bangų, išeinančių iš visų taškų plokštumos AB. Kadangi tie taškai randasi įvairiuose atstumuose nuo taško P, tai išeinančios iš jų bangos pasiekia šitą tašką P ne toje pat judėjimo fazėje. Atstumai taškų pirmosios pusperiodžio zonos svyruoja tarp b ir $b+\frac{\lambda}{2}$, antrosios zonos tarp $b+\frac{\lambda}{2}$ ir $b+\lambda$, trečiosios zonos tarp $b+\lambda$ ir $b+\frac{3}{2}\lambda$ ir t. t. Taigi aišku, kad pirmosios zonos veikimas taško P skirsis nuo veikimo antrosios zonos per $^1/_2$ bangos, nuo trečios zonos per visą bangą, nuo ketvirtos zonos per 3 pusbanges, nuo penktos zonos per 2 bangas ir t. t. Žodžiu, atstojamieji judėjimai ir, vadinasi, atstojamieji nuokrypiai, suteikti taškui P dviejų greta esančių zonų, viena nelygaus skaičiaus, o kita lygaus skaičiaus, visuomet bus priešingų fazių. Taigi pažymėjus atstojamąjį nuokrypį, suteiktą taškui P pirmosios pusperiodžio zonos, teigiamu ženklu, tokiu pat ženklu reikės pažymėti ir atstojamuosius nuokrypius, suteiktus taškui P trečiosios, penktosios, septintosios ir t. t. zonų, tuo tarpu atstojamieji nuokrypiai, suteikti taškui P antrosios, ketvirtosios, šeštosios ir t. t. zonų turės neigiamus ženklus. Taigi visų zonų suteiktas taškui P nuokrypis bus išreikštas tokia lygtimi:

$$D = d_1 - d_2 + d_3 - d_4 + \ldots \pm d_n.$$

Jeigu mes turime iš viso n zonų, tai paskutinis narys d_n turės ženklą $+$, jeigu skaičius zonų bus nelygus, ir ženklą $-$, jeigu skaičius zonų bus lygus.

Kaip jau viršum parodyta, visos tos pusperiodžio zonos turės lygius plotus bent tada, kada skaičius n nedidelis. Kada skaičius n bus didelis, zonų plotai pamaži didės. Bangų amplitūdos yra atvirkščiai proporcingos jų atstumams nuo bangavimo židinio. Atstumai gi zonų didėja, didėjant skaičiui n. Taigi šitas atstumo padidėjimas daugiau kaip kompensuoja mažą ploto padidėjimą. Todel duotoje čia lygtyje kiekvienas narys yra truputį mažesnis kaip prieš jį stovintis narys. Sakysime, kad zonų skaičius yra nelygus. Viršum duotą lygtį mes galime parašyti einant Šusteriu dviem būdais, būtent:

$$D = \frac{d_1}{2} + \left(\frac{d_1 + d_3}{2} - d_2\right) + \left(\frac{d_3 + d_5}{2} - d_4\right) + \ldots$$

$$\left(\frac{d_{n-2} + d_n}{2} - d_{n-1}\right) + \frac{d_n}{2}, \text{ arba}$$

$$D = d_1 - \frac{d_2}{2} - \left(\frac{d_2 + d_4}{2} - d_3\right) - \left(\frac{d_4 + d_6}{2} - d_5\right) -$$

$$- \ldots \left(\frac{d_{n-3} + d_{n-1}}{2} - d_{n-2}\right) - \frac{d_{n-1}}{2} + d_n.$$

Jeigu lygties D kiekvienas narys yra kiek didesnis kaip aritmetinis vidurys prieš jį stovinčio ir po jo einančio narių, tai dydžiai skliaustuose yra neigiami, ir, išeidami iš parašytų čia dviejų lygčių, mes galime parašyti tokias dvi nelygybes:

$$D < \frac{d_1}{2} + \frac{d_n}{2}$$

$$D > d_1 - \frac{d_2}{2} - \frac{d_{n-1}}{2} + d_n.$$

Kadangi eilės nariai labai pamaži mažėja, tai vietoj d_2 galima paimti d_1 ir vieton d_{n-1} galima paimti d_n. Tad mes turėsime tokias dvi nelygybes:

$$D < \frac{d_1}{2} + \frac{d_n}{2}$$

$$D > \frac{d_1}{2} + \frac{d_n}{2},$$

iš kurių išeina, kad $D = \frac{d_1}{2} + \frac{d_n}{2}$.

Taigi jeigu šviesos plokštuma AB susideda iš nelygaus skaičiaus zonų, tai visos tos plokštumos veikimas į tašką P yra lygus pusei efekto pirmosios ir paskutinės zonų. Jeigu mes būtumėm paėmę lygų zonų skaičių ir būtumėm priėmę, kad kiekvienos eilės D narys yra kiek mažesnis kaip aritmetinis vidurys jo kaimynų, mes būtumėm priėję prie tos pačios išvados, būtent, kad visų zonų efektas taške P yra lygus pusei efekto pirmosios ir paskutinės zonų. Taigi išeina taip, kad greta esančių zonų pusės naikina viena kitos veikimą taip, kad pasilieka tik veikimas pirmosios zonos pusės ir paskutinės zonos pusės. Jeigu paskutinė zona yra nelygaus skaičiaus, tai jos efektas turi tą patį ženklą, kaip ir pirmosios zonos efektas, ir todel veikimai pusės pirmosios zonos ir pusės paskutinės zonos susideda. Kada paskutinė zona yra lygaus skaičiaus, tai jos veikimas turi priešingą ženklą, kaip veikimas pirmosios zonos, ir tada paskutinės zonos pusė mažina efektą pirmosios zonos pusės. Įsivaizduokim dabar sau, kad plokščia banga eina per mažą apskritą skylę ekrane statmeniškai ekrano plokštumai. Kad surastume nušvietimą arba šviesos stiprumą taške P, šitos apskritos skylės ašy mes dalijame šitos skylės plotą zonomis. Jeigu išeis lygus zonų skaičius ir skylė nedidelė, tai šviesos stiprumas taške P bus nulis, nes nuokrypis D bus lygus $\frac{d_1}{2} - \frac{d_n}{2}$, nes nuokrypiai, suteikti lygaus ir nelygaus skaičiaus zonoms, turi priešingus ženklus. Be to, kadangi skylė maža ir zonų skaičius mažas, tai nuokrypiai d_1 ir d_n bus gangreit lygūs. Taigi išeina paradoksas, kad perėjusi pro tokią skylę šviesa duoda patamsį taške P. Kitaip sakant, šituo atveju šviesos spinduliai interferuodami tarpusavy panaikina judėjimą. O jeigu skylė galima bus padalinti iš nelygaus skaičiaus pusperiodžio zonų, tai efektas šviesos nuo visos skylės ploto bus lygus efektui pirmosios pusperiodžio zonos, nes tasai efektas D bus lygus $\frac{d_1}{2} + \frac{d_n}{2}$ (čia ir pirmutinė ir paskutinė zonos duoda to paties ženklo efektą. Bet kadangi zonų skaičius nedidelis, tai d_n yra gangreit lygus d_1, ir mes turime $D = \frac{d_1 + d_1}{2} = d_1$. O jeigu ta pati plokščia banga pasiektų tašką P ne pro skylę, bet paprastu būdu, tai efektas taške P būtų lygus tik pusei efekto pirmosios pusperiodžio zonos, nes mes turėtumėm $D = \frac{d_1 + d_n}{2} = \frac{d_1}{2}$, nes d_n būtų labai mažas dydis, kaipo suteiktas taškui P nuokrypis labai didelio skaičiaus zonos. Taigi einant plokščiai bangai pro mažą apskritą skylę, suteiktą taškui P, amplitūda bus dukart didesnė ir šviesos stiprumas taške P bus keturis kartus didesnis kaip tuomet, kada tą patį tašką pasiekia plokščia banga paprastu būdu nepereidama pro skylę. Pažymėsime skylės stipiną raidė r ir atstumą taško P nuo skylės centro (nuo to paties taško P ašigalio) raide b. Tad to taško P atstumas nuo skylės krantų bus lygus

$$\sqrt{b^2 + r^2} = b\sqrt{1 + \frac{r^2}{b^2}} = b + \frac{r^2}{2b},$$

nes r yra mažas dydis lyginant su b. Taigi susidedant skylei iš lygaus skaičiaus zonų mes turėsime

$$b+\frac{r^2}{2b}=b+n\lambda \quad \text{arba} \quad \frac{r^2}{2b}=n\lambda.$$

O susidedant tai skylei iš nelygaus skaičiaus zonų bus $\frac{r^2}{2b}=\left(n+\frac{1}{2}\right)\lambda$ (čia n reiškia bet kurį natūralų sveiką skaičių). Artinantis taškui P ašy prie skylės, kuria eina šviesa, dydis $\frac{r^2}{2b}$ didės ir zonų skaičius iš eilės darysis čia nelygus, čia lygus, ir todel šviesos stiprumas taške P čia didės, čia mažės ligi nulio (tas šviesos stiprumas svyruos tarp 0 ir 4 kartus didesnio šviesos stiprumo, kaip šviesos stiprumas taške P pasiekiant jį plokščiai bangai paprastu būdu, ne pro skylę). Kada taškas P randasi ne ašy, tai skylės krantai nebebūna koncentriški su pusperiodžio zonomis ir todel negalima apskaityti šviesos stiprumo tokiam taške P nurodytu viršum būdu. Bet tuomet galima apskaityti šviesos stiprumą grafišku būdu, nupiešus iš taško P pusperiodžio zonas, suradus planimetru tų zonų plotus ir algebriškai sudedant tuos plotus (nelygaus skaičiaus zonų plotai su ženklų +, o lygaus skaičiaus su ženklu—). Elgiantis tokiu būdu galima konstatuoti, kad jeigu skylė apima nedidelį skaičių zonų, tai skylės ašis apsupta šviesiais ir tamsiais žiedais. Vadinasi, tolinantis taškui P nuo skylės ašies, jis iš eilės pateks čia į šviesos, čia į patamsio sritį.

Pagaliau skylė ekrane gali būti tokia maža, jog ji apima tik dalį pirmosios pusperiodžio zonos. Tuomet tašką P galima gan toli nuvaryti nuo ašies, pakol bus pasiekta tokia jo būklė, kada skirtumas to taško atstumų nuo artimiausio ir nuo tolimiausio skylės taškų pasidarys lygus pusei bangos. Kitaip sakant, tuo atveju šviesa gan toli išsiskleidžia už skylės šešėlio krantų.

Aprašytas čia Fresnelio metodas padalijimo nušviesto ploto į pusperiodžio zonas remiasi Huyghens'o principu ir iš vienos pusės konstatuoja, kad šviesa skleidžiasi tiesiomis linijomis spinduliais, bet tik tada, kada šviesos spindulys eina neperdaug arti nuo skylės arba plyšio krantų. Antra vertus, šitas Fresnelio metodas atsako į klausimą, kodel daug sunkiau pastebėti arba konstatuoti šviesos bangų užlenkimas, arba difrakcija, kaip, sakysime, garso bangų užlenkimas, arba difrakcija. Jeigu skylė ekrane būtų tokio didumo, kad jos visas plotas būtų apimtas tik vienos pusperiodžio zonos, tai šviesos spinduliai, krisdami normaliai į tokią skylę, išėję pro skylę išsiskleistų kitoj ekrano pusėj į visas puses, kaip išsiskleidžia į visas puses išėjęs pro skylę garsas. Bet kad tai atsitiktų su šviesos spinduliais, reikia, kad skylės plotas būtų labai mažas. Tegu taško P skylės ašy atstumas nuo skylės centro bus lygus 100 cm. Tada pirmosios pusperiodžio zonos stipinas bus lygus $\sqrt{b\lambda}=\sqrt{100.0{,}000058}=0{,}076$ cm., jeigu mes paimsime natrijo liepsnos bangas, kurioms $\lambda=0{,}000058$ cm. Vadinasi, jeigu skylės stipinas būtų apie 0,8 m/m., tai tada normaliai krintanti į tokią skylę šviesa išėjus pro ją išsiskleistų į visas puses. Del sulyginimo apskaitysime atitinkančios skylės didumą garso bangoms, padėjus pagrindan vidutinės fortepiono oktavos tono C bangos ilgį, kuris yra lygus 120 cm. Šitoms bangoms skylės stipinas būtų $\sqrt{100.120}=109{,}4$ cm. Iš čia mes matome, koks didelis skirtumas užlenkimo, arba difrakcijos, sąlygoms garso ir šviesos bangoms ir kiek yra lengviau konstatuoti ilgų bangų užlenkimas, kaip labai trumpų bangų užlenkimas.

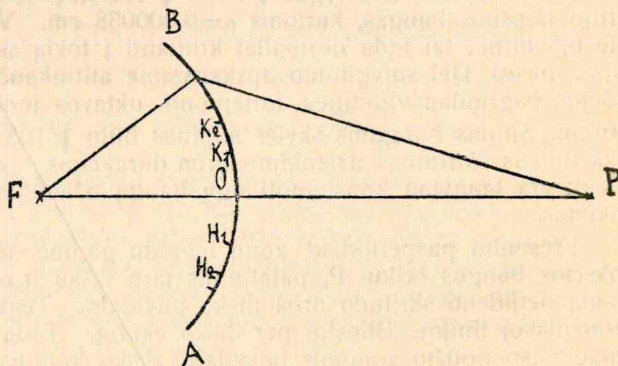
Fresnelio pusperiodžio zonų metodu galima iš anksto matyti, koks bus efektas plokščios bangos taškui P, patalpinus tarp taško ir nušviestos plokštumos nepermatomą ekraną nedidelio skritulio arba disko pavidalo. Tegu taškas P randasi disko ašy, t. y. statmeniškoj linijoj, ištiestoj per disko centrą. Tada mes plotą disko plokštumoje dalijame pusperiodžio zonomis laikydami disko krantus pirmosios pusperiodžio zonos išvidiniu krantu. Tokiomis sąlygomis efektas plokščios bangos taškui P bus lygus pusei efekto, kurį duotų pirmoji zona, jei ji tik viena veiktų. Aplamai amplitūda taško P bus lygi $\frac{d_1}{2} \pm \frac{d_n}{2}$. Bet kadangi mes čia turime neapribotą plokščią bangą, vadinasi, di-

delį skaičių n zonų, tai d_n bus labai mažas dydis, ir todel efektas nuo visų tų zonų labai mažai skirsis nuo $\frac{d_1}{2}$. Jeigu diskas bus nedidelis, tai taške P mes turėsime šviesą, ir ne tik taške P, bet tam tikras plotas ratuko pavidalu apie tašką P bus nušviestas. Vadinasi, tokiomis sąlygomis efektas bus toks pat be disko, ir patalpinus diską pakeliui spindulių, šviesos ratukas bus apsuptas iš eilės tamsiais ir šviesiais žiedais vartojant monochromatinę šviesą, ar žiedais laumės juostos spalvomis, vartojant baltą šviesą. Taigi, ar mes turime nedidelę apskritą skylę ekrane, pro kurią normaliai eina šviesos spinduliai, arba pakeliui nuo neribotos šviesos plokštumos spindulių patalpintą nedidelį skritulį, efektas bus tas pats: šviesos ratukas apsuptas iš eilės tamsiais ir šviesiais žiedais. Juo didesnė skylė, juo siauresni būna tie žiedai, ir atbulai, juo siauresnė skylė, juo platesni būna tie žiedai. Paėmus nedidelį pinigą, pakabinus jį ant siūlo ir patalpinus tamsiam kambary prieš labai mažą skylę langinėje, pro kurią įeina saulės spinduliai, atstume 4,5 ligi 6 metrų nuo skylės, iš kitos pusės ekrane mes aiškiai pamatysime aprašytą čia difrakcijos efektą, kurį atvaizduoja 178 piešinys: vidury apskritą nušviestą plotą, apsuptą iš eilės tamsiais ir šviesiais žiedais.


178 pieš.

Į teleskopo objektyvą irgi reikia žiūrėti kaipo į tam tikro diametro skylę. Taigi toksai objektyvas duos vaizdą ne pagal žinomą mums geometriškos optikos dėsnį, bet veikiant difrakcijai. Pav., tolimos žvaigždės vaizdas teleskope atrodo kaip šviesus taškas arba, tiksliau, šviesos mažutė dėmelė, apsupta iš eilės tamsiais ir šviesiais žiedais. Taip atrodo visų žvaigždžių vaizdai teleskope, ir tokie vaizdai jau senai ir gerai yra žinomi astronomams, kurie moka juos suvartoti, kad, sakysime, išsprendus klausimą, ar tas ar kitas vaizdas yra paprastos žvaigždės vaizdas; ar dvigubos žvaigždės vaizdas. Taip pat vaizdai, kurie susidaro pro optikos stiklus, sakysime, pro linzes, nėra vaizdai pagal geometriškos optikos dėsnį, nes geometriškos optikos dėsniai galioja tik tiesialinijiniams šviesos spinduliams ir tik tokie spinduliai, išėję iš šviesos taško, išėję pro linzę, sudaro vaizdą irgi taško pavidalo. Bet tikrenybėje, kaip jau mes dabar žinome, šviesos spinduliai, einant arti nuo kranto to ar kito objekto, užlenkia, ir todel kiekvieną šviesos tašką linzė atvaizduoja ne taško, bet labai mažo ratuko pavidalu.

Ligi šiol mes kalbėjome apie plokščias bangas, ir visos mūsų padarytos išvados remiasi tuo, kad esant dideliam skaičiui pusperiodžio zonų, tų zonų plotai labai nuosakiai ir labai pamaži didėja, taip kad turint nedidelį skaičių zonų galima laikyti jų plotus vienodais. Kiek kitaip atrodo, jeigu šviesos bangų židinys randasi ne begaliniam atstume, o palyginti arti nuo skylės arba plyšio. Tada bangų frontas bus sferiškas arba cilindriškas. Apsvarstysime čia santykius, kada pro siaurą neribotą ilgą plyšį F eina šviesos spinduliai (žiūr. 179 pieš.). (Čia plyšys F atvaizduotas tašku, nes to plyšio plokštuma yra statmeniška popieriaus plokštumai, o plyšys tiek siauras, kad jis paimtas kaipo linija). Išėjus šviesai pro plyšį F tam tikram atstume nuo jo, sakysime, atstume FO = a, mes turėsime cilindrišką bangos frontą BA (BA yra pjūvis dalies cilindriškos bangos popieriaus plokštuma). Pažiūrėsime dabar, kaip veiks šito cilindriško ploto ban-



179 pieš.

gos tašką P, kuris randasi atstume OP = b nuo cilindriško bangos fronto. Ištiesime iš taško P ligi susikirtimo su cilindrišku bangos frontu iš eilės linijas

$$PK_1 = PH_1 = b + \frac{\lambda}{2},\ PK_2 = PH_2 = b + \lambda, \dots\ PK_n = PH_n = b + n\frac{\lambda}{2}$$

(kitaip sakant, nurodyto čia didumo stipinais iš taško P aprašysime lankus, kurie perkirs lanką AB taškuose $K_1\ H_1$, $K_2\ H_2 \dots K_n$). Tad mes turėsime:

$$PK_n^2 = FK_n^2 + FP^2 - 2\,FK_n\,PF\,\cos K_n\,FP = \left(b + \frac{n\lambda}{2}\right)^2 =$$

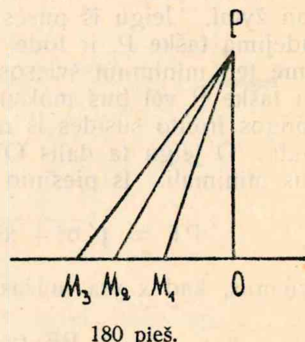
$$= a^2 + (a + b)^2 - 2a\,(a + b)\cos K_n\,FP.$$

Tegu $\angle K_n FP = \varphi$ ir tegu tas kampas bus mažas. Tad $\cos K_n FP = 1 - \frac{\varphi^2}{2}$. Be to, λ yra mažas dydis palyginant su b ir todel turint nedidelį skaičių n dydis $n^2\,\lambda^2$ galima atmesti. Taigi turėdami šitą galvoj, iš augščiau duotos lygties mes gausime:

$$b^2 + bn\lambda = 2a^2 + 2ab + b^2 - 2a\,(a + b)\left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right) \text{ arba } bn\lambda = a\,(a + b)\,\varphi^2,$$

iš kur seka $\varphi = \sqrt{\frac{nb\lambda}{a\,(a + b)}}$. Lankai $OK_1 = OH_1$, $K_1K_2 = H_1H_2$ ir t. t. bus išreikšti sandauga atitinkamų kampų φ iš stipino FO = a. O tų atitinkamųjų kampų didumas, einant paskutine gauta čia formula, bus tiesioginai proporcingas kvadratinei šakniai iš n, vadinasi, kvadratinei šakniai iš eilės natūralių skaičių, pradedant nuo 1. Nesunku matyti, kad ilgiai lankų $OK_1 = OH_1$, $K_1K_2 = H_1H_2 \dots K_{n-1}\,K_n = H_{n-1}\,H_n$ mažės proporcijoj: 1, $\sqrt{2} - 1$, $\sqrt{3} - \sqrt{2}$ ir t. t. arba proporcija 1, 0,414, 0,318 ir t. t., vadinasi, iš pradžių tų lankų ilgis mažės gan smarkiai, o pasku vis pamažiau ir pamažiau. Ištiesime dabar per taškus K_1, K_2, K_3... (ir per taškus H_1, H_2, H_3...) linijas lygiagrečiai cilindro AB ašiai, kitaip sakant, lygiagrečiai vidurinei vertikaliai plyšio F linijai. Tokiu būdu cilindrinis bangos frontas bus padalytas į eilę ruožų. Įvairūs kiekvieno ruožo taškai bus nevienoduose atstumuose nuo taško P. Ištiesime per cilindro ašį ir per tašką P plokštumą (žiūr. 180 pieš.) ir ištiesime toje plokštumoje iš taško P iš eilės linijas

$PM_1 = b + \frac{\lambda}{2}$, $PM_2 = b + \lambda$, $PM_3 = b + \frac{3}{2}\lambda$ ir t. t. kurios susikirs su linija M_3 O iš eilės taškuose M_1, M_2, M_3 ir t. t. Tuo būdu kiekvieną cilindriško fronto ruožą mes galėsime padalyti pusperiodžio zonomis arba pusperiodžio elementais. Nesunku matyti, kad plotai tokio pusperiodžio elementų iš pradžios mažės labai smarkiai, bet paskum vis pamažiau ir pamažiau. Taigi didesnio skaičiaus n pusperiodžio elementams mes galėsime pritaikinti Fresnelio išvadą tokiam atsitikimui, kada zonų plotas labai nuosakiai ir labai pamaži mažėja augant skaičiui n. Vadinas, turint darbo su cilindrišku bangos frontu, išėmus keletą pirmųjų pusperiodžio elementų, visų sekančių pusperiodžio elementų veikimas taške P bus nulis, nes tie elementai panaikins vienas kito veikimą. Taigi efektas taške P pareis tik nuo keleto pirmųjų pusperiodžio elementų, ir tasai efektas bus tokio pat ženklo, kaip ženklas pirmojo pusperiodžio elemento. Turint dabar galvoj visų cilindriško paviršiaus ruožų veikimą nesunku matyti, kad visų tų ruožų efektas taške P gali būti išreikštas kaipo algebrinė suma dydžių, kurių nelygaus ir lygaus skaičiaus nariai turi priešingus ženklus ir kurioje didumas narių iš pradžios smarkiai mažėja, bet paskum mažėja pamažiau. Kadangi didesnio skaičiaus n nariai panaikina vienas kito judėjimą taške P, tai pasilieka tik efektas nuo pirmųjų keleto



180 pieš.

narių. Aišku, kad efektai šitų narių čia nebus lygūs, nes atitinkamų zonų plotai nebus čia lygūs. Bet kokybiniu atžvilgiu mes ir čia turėsime tokį pat fenomeną, kaip ir plokščio bangos fronto atsitikimu. Ekrane bus šviesus plyšio vaizdas su eile tamsių ir šviesių bruožų iš abiejų to vaizdo pusių. Skaičius tų bruožų vienok čia bus nedidelis.

Apsvarstysime dabar šviesos bangų užlenkimą per tiesų krantą ekrano arba kokios nors kliūties, pastatytos pakeliui tų bangų (žiūr. 181 pieš.). Tegu vėl iš neapribotai ilgo ir siauro plyšio F skleidžiasi cilindriškos bangos. Tegu TV bus plona metalinė plokštelė, kurios tiesus krantas T pastatytas lygiagrečiai plyšiui F (TV yra metalinės plokštelės pjūvis popieriaus plokštuma, lygiai kaip F yra vidurinės vertikalės plyšio linijos susikirtimas su popieriaus plokštuma). Patalpinę prieš plyšį F ir prieš plokštelę TV ekraną PL ištiesime iš taško F per krantą plokštelės T liniją FTM ligi susikirtimo su ekranu taške M. Tada M bus krantas geometriško šešėlio plokštelės TV. Pažiūrėsime, kaip veiks cilindriškas bangos frontas ST tašką P ekrane atstume MP=x nuo taško M. Einant geometriškos optikos dėsniais dalis ekrano ML (šešėlio sritis) turi būti visiškai tamsi, o dalis MP turi būti vienodai nušviesta, ir perėjimas nuo patamsio į šviesą taške M turi būti griežtas Bet tai turi būti tik tokiais atvejais, kada šviesa skleidžiasi tiesiomis linijomis. Bet dalis šviesos spindulių čia eis labai arti nuo kranto T ir todėl mes čia turėsime šviesos spindulių užlenkimą, ir kaipo to užlenkimo vaisius bus tas, kad atrodys ne visiškai taip, kaip to reikalauja geometriškos optikos dėsniai. Tegu FT=a, TM=b ir tegu linija FP, jungianti taškus F ir P, perkirs cilindrišką bangos frontą ST taške O.

181 pieš.

Iš taško P stipinais, lygiais $PO + \frac{\lambda}{2}$, $PO + \lambda$, $PO + \frac{3}{2}\lambda$ ir t. t., pažymėsime cilindriškame bangos fronte ST eilę taškų. Ištiesę per tuos taškus linijas, lygiagrečiai cilindro ST ašiai (vertikaliai vidurinei plyšio F linijai), mes padalinsime tuo būdu cilindro paviršių eile ruožų. Iš pusės OS ta eilė ruožų bus pilna, ir todėl šitos dalies cilindriško bangos fronto efektas taške P bus lygus pusei amplitūdos, kuri duotų veikiančią pilną bangą. O eilė ruožų iš OT pusės bus nepilna, nes dalis bangos fronto bus uždengta plokštele TV. Jeigu iš šitos pusės OT bus tik vienas ruožas, tai efektas nuo to ruožo taške P bus gan smarkus, ir taško P amplitūda bus gan žymi. Jeigu iš pusės OT bus du neuždengti ruožai, tai jiedu gangreit panaikins judėjimą taške P, ir todėl tokiu atveju amplitūda taško P bus maža, ir mes tada turėsime ten minimum šviesos. Aišku, kad jeigu iš pusės OT bus trys neuždengti ruožai, tai taške P vėl bus maksimum šviesos ir t. t. Vienu žodžiu, jeigu dalis OT cilindriško bangos fronto susidės iš nelygaus skaičiaus ruožų, tai amplitūda taške P bus maksimali. O jeigu ta dalis OT susidės iš lygaus skaičiaus ruožų, tai amplitūda taško P bus minimali. Iš piešinio 181 figūros išeina:

$$PT = \sqrt{b^2 + x^2} = b\left(1 + \frac{x^2}{b^2}\right)^{\frac{1}{2}} = b\left(1 + \frac{x^2}{2b^2}\right) = b + \frac{x^2}{2b},$$

priėmus, kad x yra mažas dydis palyginant su b. Toliau iš tos pačios figūros išeina:

$$PF = \sqrt{(a+b)^2 + x^2} = a + b + \frac{x^2}{2(a+b)}$$

ir pagaliau $PO = b + \frac{x^2}{2(a+b)}$.

Remiantis tuo, kas anksčiau pasakyta, minimum taške P bus tada, kada PT — PO = nλ, kur n reiškia bet kurį sveiką skaičių. Turint galvoj augščiau duotus reiškinius ilgiams PT ir PO, mes minimumui gausime tokią sąlygą:

$$\left(b + \frac{x^2}{2b}\right) - \left(b + \frac{x^2}{2(a+b)}\right) = \frac{x^2}{2}\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a+b}\right) =$$

$$= x^2 \frac{a}{2b(a+b)} = n\lambda,$$

$$\text{iš kur išeina } x = \sqrt{\frac{b(a+b)2n\lambda}{a}}.$$

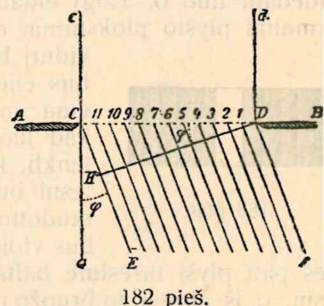
Tuo pat būdu mes maksimumui taške P gausime sąlygą:

$$x = \sqrt{\frac{b(a+b)(2n-1)\lambda}{a}}.$$

Taigi išeina, kad slenkant taškui P ekrane augštyn nuo taško M, jis iš eilės pereis ant to ekrano per maksimum ir minimum nušvietimo vietas. Tai reiškia, kad ekrane iš pusės MP bus eilė šviesių ir tamsių bruožų lygiagrečiai geometriško šešėlio krantui. Kadangi efektai pirmųjų ruožų, kaip jau mes matėme, nėra lygūs, tai duotos čia formulos galioja tik apytikriai, ir tai tik tada, kada skaičius n nedidelis.

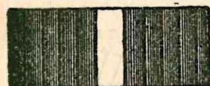
Kada taškas P randasi pačiame geometriško šešėlio krante, tai jo amplitūda yra lygi pusei tos amplitūdos, kuri būtų sudaryta visos bangos. Tai reiškia, kad šviesos intensyvumas taške M yra lygus $^1/_4$ daliai to šviesos intensyvumo, kurį duoda visa banga. Vadinasi, geometriško šešėlio krantas ekrane bus šiek tiek nušviestas. Kada taškas P randasi žemiau taško M, vadinasi, šešėlio srityje, visi ruožai iš vienos pusės O bus uždengti plokštele TV. Pirmasai ruožas iš kitos O pusės prasideda tam tikram atstume nuo O. Vadinasi, šviesos intensyvumas nuosakiai mažės pradedant nuo M ir gilinantis į geometrišką šešėlio sritį, ir jau labai arti nuo M tasai intensyvumas pasidarys lygus nuliui. Tai yra elementarinė ir todel apytikrė teorija šviesos užlenkimo per kliūties tiesų krantą. Yra tikslesnė teorija šito fenomeno duota Fresnelio, ir norintieji su ja susipažinti gali kreiptis į specialius optikos vadovėlius. Čia tik pabrėšime, kad išvados iš Fresnelio teorijos visiškai sutinka su atitinkamais tyrimais.

„Bangų mokslo" 10 § buvo apsvarstytas plokščių bangų užlenkimas už krantų, pereinant joms per tarpą. Trumpai atkartosime čia dalyko esmę, turėdami galvoj šviesos ėjimą pro siaurą keturkampį plyšį. Tegu CD atvaizduoja keturkampį plyšį ir tegu jo platumas bus b (žiūr. 182 pieš.). Sakysime, kad plyšio ilgis neapribotas, ir todel išvados, kurias mes padarysime del spindulių piešinio plokštumoje, galios ir spinduliams kitose plokštumose. Tegu į plyšį normaliai krinta lygiagrečių spindulių pluoštas. Tad plyšio plokštumoje mes turėsime dalį bangos fronto ir iš kiekvieno to fronto taško skleisis elementarinės bangos tos pačios fazės. Spinduliai, išėję pro plyšį CD, galima surinkti ekrane abipus iškila linze. Aišku, kad visi spinduliai, kurie krinta į plyšį normaliai, išėję pro plyšį pasieks ekraną toje pat judėjimo fazėje, nes plyšio plokštumoje tie spinduliai bus tos pačios judėjimo fazės, o nuo plokštumos ligi ekrano jiems teks nukakti tas pats kelias. Linzė nepakeis jų fazės, ir todel tokie spinduliai, surinkti ekrane, duos judėjimo sustiprinimą. Taigi ištiesę iš plyšio vidurio statmenį į ekraną, mes toje vietoje ekrane turėsime šviesos bruožą, sakysime, raudoną bruožą, jeigu pro plyšį eina raudoni spinduliai. Bet spinduliai, eidami per plyšį, kaip jau mes žinome, užlenkia už plyšio krantų, sudarydami kampus su plyšio normalia nuo O ligi φ (juo didesnis plyšys, juo mažesnis užlenkimas, ir atbulai). Pažiūrėsime dabar, kas



182 pieš.

bus su lygiagrečių spindulių pluoštu, kurie išėję pro plyšį užlenkia kampu φ (kurie sudaro kampą φ su normaliai krintančiais į plyšį spinduliais). Ištiesime iš taško D liniją DH statmenišką tiems užlenkusiems kampu φ spinduliams. Tad linija DH arba plokštuma DH bus plokščios bangos frontas, ir nuo tos linijos spinduliai atliks ligi ekrano tuos pačius kelius. Tuos spindulius irgi galima surinkti ekrane linze, kuri nepakeis jų judėjimo fazės. Ar toje vietoje ekrane bus šviesos sustiprinimas (maksimumas) ar šviesos nuslopinimas (minimumas), pareis nuo to, ar CH bus lygus sveikam skaičiui pusbangių, ar sveikam skaičiui bangų. Dalykas tas, kad skirtumai fazių spindulių, užlenkusių kampu φ, susidarys, pakol jie išėję iš plyšio plokštumos arba linijos CD pasieks liniją HD, nes, kaip jau pasakyta, nuo linijos HD ligi ekrano jokių skirtumų fazėje nebesusidarys. Skirtumas nuvykto kelio tarp dviejų kraštutinių spindulių DF ir CE bus lygus CH. Tegu tas skirtumas bus lygus λ (vienai bangai). Tad skirtumas nuvykto kelio tarp kraštutinio spindulio DF ir spindulio 6 einančio pro plyšio vidurį bus pusė bangos $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Vadinasi, tie du spinduliai, pasiekę ekraną, skirsis per π ir todel jie panaikins vienas kitą. Bet tokius pat santykius mes turėsime tarp spindulių 1 ir 7, 2 ir 8, 3 ir 9 ir t. t. Taigi kiekvienam taškui vienos plyšio CD pusės randasi atitinkamas taškas kitos plyšio pusės ta prasme, kad išeinančių iš tų taškų spindulių kelių skirtumas yra lygus pusei bangos. Taigi, kada $CH=\lambda$, tai spinduliai vienos plyšio CD pusės panaikins spindulius kitos plyšio pusės, ir mes atitinkamoje vietoje ekrane turėsime tamsų bruožą. Kada $CH=2\lambda$, tai mes kiekvieną plyšio pusę galime padalyti į dvi puses, ir atkartoję augščiau išdėstytus samprotavimus, prieisime prie išvados, kad ir tuo atveju, surinkus spindulius ekrane, šviesa bus panaikinta. Taigi aplamai ekrane bus tamsus bruožas, kada $CH=b \sin\varphi=n\lambda$ (žiūr. 182 pieš.). Čia n reiškia bet kurį sveiką skaičių, išskyrus 0, nes $n=0$ atitinka šviesos bruožas ekrane, kaip jau anksčiau pasakyta. O jeigu $CH=\frac{\lambda}{2}$, tad kelių skirtumas tarp kraštutinio spindulio DF ir vidurinio 6 bus $\frac{\lambda}{4}$, ir pasiekę ekraną tokie spinduliai superponuosis ir duos šviesą. Tas pat reikia pasakyti apie spindulius 1 7, 2 8 ir t. t.. Vadinasi, tuo atveju atitinkamoje ekrano vietoje susidarys šviesos bruožai. Aplamai ekrane šviesos bruožai bus tada, kada $CH=\left(n+{}^1/_2\right)\lambda=b \sin\varphi$. Cia n reiškia bet kurį sveiką skaičių pradedant nuo 0. Taigi einant pro keturkampį siaurą plyšį lygiagrečių spindulių pluoštui, normaliai plyšio plokštumai ekrane mes turėsime vaizdą, kurį rodo 183 piešinys: pro vidurį bus šviesos bruožas, o iš vienos ir kitos to bruožo pusės bus eilė tamsių ir šviesių bruožų. Taip bus tada, kada pro plyšį eina monochromatinė šviesa. Iš formulos $b \sin\varphi=n\lambda$ aišku, kad juo ilgesnės bus bangos, juo didesniu kampu joms reiks užlenkti, kad susidarytų interferencijos bruožai ir, vadinasi, juo platesni bus tie bruožai. Taigi plačiausi ir toliausi nuo centro bus raudonos šviesos bruožai, užvis siauriausi ir arčiausi nuo centro bus violetiniai bruožai. O paleidę pro plyšį baltą šviesą, mes ekrane prieš patį plyšį turėsime baltą bruožą kaipo normaliai einančių spindulių superpozicijos vaisių, o iš abiejų to bruožo pusių turėsime spektrus, kurių violetinės dalys bus atkreiptos į centralinio bruožo pusę, o raudonos dalys bus atkreiptos iš oro nuo centralinio bruožo. Dalykas tas, kad kiekvieną spalva normaliai einančių spindulių sudarys savo bruožus, ir visi šitie bruožai superponuosis ekrane prieš pat plyšį. Todel ten visos spektro spalvos susimaišys ir kaipo išdavą mes turėsime baltą bruožą. Bet spinduliams užlenkus skirtingais užlenkimo kampais, atskiroms spalvoms, kaip jau mes matėme, bus nevienodi bruožų atstumai nuo centro ir jų platumai bus irgi nevienodi, ir todel kiekviena spalva sudarys savo bruožą: violetinė spalva arčiausią nuo centralinio balto bruožo ir siauriausią bruožą,



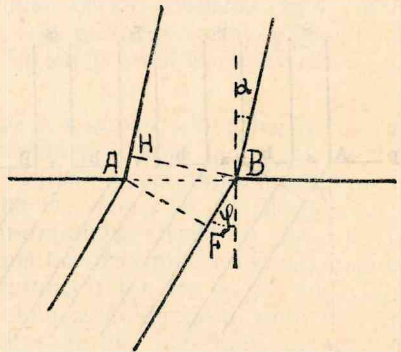
183 pieš.

mėlyna spalva truputį toliau ir kiek platesnį bruožą, žalia dar toliau ir dar platesnį bruožą ir t. t., ir pagaliau raudona spalva toliausią nuo centralinio balto bruožo ir plačiausią bruožą.

Išdėstyta čia elementarinė difrakcijos teorija, einant šviesai pro siaurą keturkampį plyšį, ne visiškai atitinka tikrenybę. Kada kelių skirtumas tarp dviejų kraštutinių spindulių DF ir CE yra lygus CH = b sin φ, tai fazių skirtumas pasiekus ekraną bus lygus $\frac{2\pi b \sin \varphi}{\lambda} = \alpha$. Sudedant eilę paprastų harmoningų vibracijų tos pačios amplitūdos ir to paties periodo, bet fazių, kurios auga, taip kad sudaro aritmetinę progresiją, amplitūda atstojamojo judėjimo gali būti išreikšta kaipo $\frac{A \sin \alpha}{\alpha}$. Diferencijuodami šitą reiškinį iš atžvilgio į α ir prilygindami diferencial - kvocientą nuliui, mes surasime maksimum ir minimum sąlygas, būtent:

$$\frac{d}{d\alpha} \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} = \frac{\cos \alpha}{\alpha} - \frac{\sin \alpha}{\alpha^2} = 0$$

arba α — tg. $\alpha = 0$. Sprendžiant šitą lygtį grafikos keliu arba analitiškai išeina, kad pirma tos lygties šaknis bus lygi 0, o kitos šaknys bus mažesnės kaip $\frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi, \frac{7}{2}\pi$ ir t. t., bet juo toliau, juo arčiau bus nuo šitų dydžių. Pavyzdžiui; tikri dydžiai pirmųjų septynių šaknų bus: 1,430 π, 2,459 π, 3,471 π, 4,477 π, 5,482 π, 6,484 π, ir 7,486 π. Šitos šaknys duoda amplitūdos maksimumus ir minimumus, bet tuo pačiu laiku tik maksimum šviesos intensyvumo, nes šviesos intensyvumas yra proporcingas amplitūdos kvadratui. O kvadratas teigiamo ir neigiamo dydžių yra teigiamas dydis, O minimum šviesos intensyvumą mes turėsime tada, kada $\alpha = n\pi$, kur n reiškia bet kurį sveiką skaičių, išskyrus 0. Kada n = 0, tad mes turėsime šviesos intensyvumo maksimumą. Taigi iš tikrųjų maksimum intensyvumo, vadinasi, šviesos bruožus ekrane, mes turėsime ne tada, kada fazių skirtumai bus $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3}{2}\pi$, $\frac{5}{2}\pi$ ir t. t., bet tada, kada tie fazių skirtumai kiek mažesni už šituos dydžius, kaip anksčiau nurodyta. Antra vertus, šviesos bruožai nebus tam pačiam atstume nuo gretimų tamsių bruožų, bet bus arčiau nuo centro. Šitą reikia turėti galvoj eksperimentuojant su šviesos užlenkimu pro ilgą keturkampį plyšį. Kad eksperimentai pavyktų, reikia dar turėti galvoj, kad tik nuo tokio šviesos šaltinio, kuris užima mažą plotą, galima gauti difrakcijos bruožai. Taigi paprastai vartojami du plyšiai. Pro vieną plyšį leidžiami spinduliai saulės, Volto lanko ar kito kokio šviesos šaltinio, ir tasai plyšys vaidina tada šviesos šaltinio vaidmenį antrajam plyšiui, kuris ir duoda ekrane difrakcijos bruožus. Norint subjektingai sekti difrakciją, galima pasinaudoti paprastu spektrometru. Tasai instrumentas reikia visų pirma nustatyti lygiagrečiams spinduliams, o vietoj prizmos ant staliuko reikia patalpinti plyšys. Nustačius kolimatoriaus plyšį lygiagrečiai patalpintam ant staliuko plyšiui ir nušvietus kolimatoriaus plyšį, sakysime, natrijo liepsna, mes pamatysime centralinį geltoną maksimumą ir iš abiejų pusių to maksimumo dar 3—4 maksimumus.



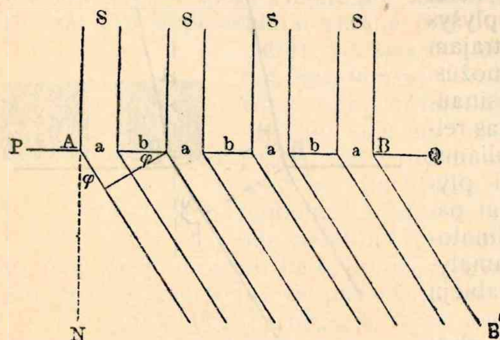
184 pieš.

Kada lygiagrečių spindulių pluoštas krinta į plyšį AB (žiūr. 184 pieš.) nenormaliai, bet kampu α (spinduliai sudaro kampą α su normalia į plyšio liniją), tad kelių skirtumas dviejų kraštutinių spindulių, užlenkusių einant pro plyšį kampu φ, bus: $\frac{BF - AH}{\lambda} = \frac{b \sin \varphi - b \sin \alpha}{\lambda} = \frac{b(\sin \varphi - \sin \alpha)}{\lambda}$, ir tada mes turėsime šviesos mini-

mumus arba tamsius bruožus ekrane, jeigu b (sin φ — sin α) $= n\lambda$ ir šviesos maksimumus arba šviesius bruožus, jeigu b (sin φ — sin α) $= \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$.

Iš šitų formulų, kaip ir iš formulų normaliai krintantiems spinduliams, išeina, kad didėjant plyšio platumui šitie skirtumai bus pasiekiami mažesniais užlenkimo kampais. Todel bruožai darysis vis siauresni ir bus vis arčiau vienas kito, taip kad pakankamai padidėjus plyšiui tie bruožai pasidarys tokie siauri ir taip arti bus vienas nuo kito, jog mūsų akis nebegalės jų atskirti. O siaurinant plyšį tie patys kelių skirtumai bus pasiekiami tik atitinkamai padidėjus užlenkimui. Bruožai darysis platesni ir bus toliau viens nuo kito. Kada plyšys pasidarys mažas palyginant su bangos ilgiu, šviesa išėjus pro jį išsiskleis į visas puses. Taigi aišku, kad difrakcijos bruožas galima gauti tik su siaurais plyšiais. Difrakcijos vaizdai pareina nuo plyšio formos ir dažnai būna nepaprastai gražūs. Jeigu žiūrėti pro mažą skylę rombo formos į saulės atspindį metalinėj sagoj, tai matomas kreivas kryžius, sudarytas iš rombų, kurie šviečia visomis laumės juostos spalvomis. O žiūrėdami į tą patį saulės atspindį pro mažą apskritą skylę, mes pastebėsime šviesos ratuką, apsuptą visa eile žiedų laumės juostos spalvomis. Žiūrėdami į tą patį atspindį pro trikampę skylę, pamatysime žvaigždę pavidale taisyklingo šeškampio su daugybe blizgančių šviesos vaizdų tos žvaigždės kampuose. Visi šitie fenomenai galima ne tik lengvai suprasti, bet ir iš anksto juos apskaityti ir numatyti jų tvarką išeinant iš šviesos bangų teorijos, ypač turint galvoj žinomą jau mums faktą, kad mažiukas nepermatomas diskas, patalpintas pakeliui spindulių, veikia taip pat, kaip tokio pat didumo apskrita skylė ekrane, į kurį krinta spinduliai. Šitas faktas žinomas optikoje kaipo Babinet principas.

Turėdami visą eilę įvairių vienodo platumo plyšių su vienodomis pertvaromis, mes turėsime instrumentą, kuris optikoje vadinasi difrakcijos gardelis ir kuris vartojamas spektrams gauti ir bangų ilgiams matuoti. Pirmutinis Frauenhoferis pagamino tokį difrakcijos gardelį 1821 metais, ištempęs keturkampiuose rėmeliuose daugybę ploniausių vielų su labai siaurais tarpais tarp jų. Šiandien difrakcijos gardeliai dažniausiai gaminami įbrėžiant diementu dalinamos mašinos pagalba lygiame veidrodžio metalo paviršiuje arba lygiame stiklo paviršiuje eilę lygiagrečių linijų nuo 6 ligi 10 tūkstančių 1 cm. ilgio. Turėdami metalinį paviršių mes turėsime darbą su šviesos interferencija, atmušta nuo lygių tarpų tarp įbrėžtų linijų. O turėdami stiklo plokštelę su įbrėžtomis lygiagrečiomis linijomis, mes turėsime darbo su interferencija spindulių, išėjusių pro tarpus tarp įbrėžtų linijų, nes ten, kur įbrėžtos linijos, stiklo paviršius pasidarys šiurkštus ir šviesa bus išsklaidyta. Bet atspindžio šviesoje ir pereinamoje šviesoje fenomenas yra tas pats: susidaro spektrai. Kadangi tokie gardeliai yra gan brangūs, tai dažnai laboratorijose vartojami atspaudai tokių gardelių celuloide. Šitie atspaudai yra žymiai pigesni. Bet visais tais atvejais, kada reikalinga atlikti didelės precizijos darbą, vartojami tikri difrakcijos gardeliai. „Bangų mokslo“ 10 §, 88 ir 89 puslap. išdėstyti bangų superpozicijos ir interferencijos reiškiniai, einant bangoms per visą eilę tarpų, kurie savo didumu mažai skiriasi nuo bangų ilgio arba net yra mažesni kaip bangų ilgiai. Kalbant apie elementarinę difrakcijos gardelio teoriją teks čia atkartoti tai, kas ten išdėstyta. Tegu 185 piešinys duoda tokio difrakcijos gardelio pjūvį popieriaus plokšmėje. Čia raidėmis b pažymėtos įbrėžtos diementu stikle linijos smarkiai padidintu maštabu del aiškumo. O raidėmis a pažymėti tarpai tarp tų įbrėžtų linijų, pro kuriuos eina šviesos spinduliai užlenkdami kaip paprastai einant per siaurus tarpus. Tie tarpai a čia irgi parodyti smarkiai padidintu maštabu. Jeigu tarpo platumas a



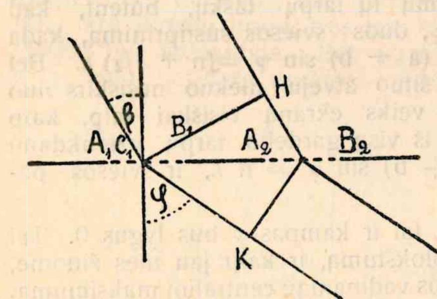
185 pieš.

mažas ir bruožo platumas b mažas, tai suma a+b vadinasi gardelio elementas. Tegu į tokį gardelį normaliai krinta lygiagrečių monochromatinių, sakysime, raudonų, spindulių S pluoštas. Tada tarpai a tarp bruožų b bus dalimis plokščios bangos fronto, ir kiekvienas taškas, kiekviena dalelė tų tarpų, einant Huyghens'o principu, bus elementarinių bangų židinys. Aišku, kad visi spinduliai, kurie pereis pro tarpus a normaliai gardelio plokštumai, pasiekę ekraną arba surinkti ekrane renkamąja linze, bus toje pat judėjimo fazėje ir todel duos šviesos sustiprinimą. Ekrane prieš gardelio vidurį bus šviesos bruožas. Pažiūrėsime dabar, koks bus efektas lygiagrečių spindulių, kurie pereidami per gardelio tarpus užlenkia kampu φ iš atžvilgio į normalią gardelio linijai AN. Paimsime du iš tų spindulių, būtent, vieną, kuris išeina iš taško A, pradžios pirmojo gardelio tarpo, kitą, kuris išeina iš taško a pradžios antrojo gardelio tarpo. Ištiesime iš taško a liniją statmeniškai spinduliui, einančiam iš taško A. Pradedant nuo šitos linijos tie du kraštutiniai spinduliai, pasiekdami ekraną begaliniam atstume arba surinkti ekrane renkamąja linze, nuvyks to paties ilgumo kelią ir, vadinasi, pasieks ekraną su tuo fazių skirtumu, kuris susidarys pasiekiant statmenišką liniją arba statmenišką plokštumą a φ, skaitant nuo gardelio plokštumos. Taigi linija A φ bus skirtumas kelių tų dviejų kraštutinių spindulių, kurie susidarys, kada tie du spinduliai pasieks plokštumą a φ, o fazių skirtumas pareina nuo šito skirtumo kelių. Iš trikampio A a φ išeina $A\varphi = (a + b) \sin \varphi$, nes $\angle Aa\varphi = \varphi$. Jeigu $A\varphi = (a + b) \sin \varphi = n \lambda$, kur n reiškia bet kurį sveiką skaičių, pradedant nuo 0, tai šitie du spinduliai duos šviesos sustiprinimą. Jeigu $(a + b) \sin \varphi = (n + {}^1/_2) \lambda$, tai tada šitie du spinduliai, pasiekę ekraną, skirsis fazėje per π, ir mes atitinkamoje ekrano vietoje turėsime šviesos interferenciją (šviesos panaikinimą). Aišku, kad tokius pat santykius mes turėsime ir dviem spinduliams, kurie, sakysime, išeina kaip tik pro pačius vidurius pirmųjų dviejų tarpų a, nes du taškai tarpų vidury randasi atstume a + b vienas nuo kito, vadinasi, tokiam pat atstume kaip ir taškai A ir a. Aplamai kiekvienam taškui pirmojo tarpo a randasi taškas antrojo tarpo a atstume a + b. Tokie taškai vadinasi atitinkamais taškais ir išeinantieji iš tų taškų spinduliai skirsis visuomet fazėje per $\frac{2\pi(a+b)}{\lambda} \sin \varphi$, arba atliktų kelių atžvilgiu per $(a + b) \sin. \varphi$. Taigi kas čia pasakyta apie du kraštutinius spindulius, išeinančius iš taškų A ir a, reikia pasakyti ir apie kitus šitų pirmųjų dviejų tarpų spindulius, kurie išeina iš atitinkamų tų tarpų taškų, būtent, kad spinduliai iš tų dviejų tarpų, užlenkdami kampu φ, duos šviesos sustiprinimą, kada $(a + b) \sin \varphi = n \lambda$, ir šviesos panaikinimą, kada $(a + b) \sin \varphi = (n + {}^1/_2) \lambda$. Bet sekantieji gardelio tarpai 3—4, 5—6, 7—8 ir t. t. šituo atveju niekuo nesiskirs nuo pirmųjų dviejų tarpų, ir todel visi tie poriai tarpų veiks ekraną visiškai taip, kaip veikia pirmieji du tarpai. Vienu žodžiu, spinduliai iš visų gardelio tarpų užlenkdami kampu φ, duos šviesos sustiprinimą, kada $(a + b) \sin \varphi = n \lambda$, ir šviesos panaikinimą, kada $(a + b) \sin \varphi = (n + {}^1/_2) \lambda$.

Kada pirmoje formuloje mes paimsime $n = 0$, tai ir kampas φ bus lygus 0. Tai liečia spindulius, einančius normaliai per gardelio plokštumą, ir kaip jau mes žinome, tokie spinduliai duos prieš pat gardelio vidurį šviesos vadinamąjį centralinį maksimumą. Paėmė $n = 0$ antroje formuloje, mes turėsime ekrane iš vienos ir iš kitos pusės centralinio maksimumo tamsius bruožus, šviesos minimumus. Kada n bus lygus 1 pirmoje formuloje, mes turėsime ekrane antros eilės šviesos bruožus (maksimumus), ir kada $n = 1$ antroje formuloje, mes turėsime antros eilės minimumus ir t. t. Be to, iš šitų dviejų formulų išeina, kad juo ilgesnė bus banga, juo didesnis bus užlenkiamasai kampas φ ir, vadinasi, juo toliau nuo centralinio maksimumo susidarys antros eilės maksimumas, ir atbulai, juo trumpesnė bus banga, juo mažesnis bus užlenkiamasai kampas ir juo arčiau nuo centralinio maksimumo susidarys antros eilės maksimumas. Be to, ir patys maksimumo bruožai bus juo platesni, juo ilgesnė banga, ir atbulai. Pavyzdžiui, leisdami pro gardelį raudoną šviesą, mes gausime plačiausius raudonus bruožus ir vis labiausiai nukrypusių nuo centralinio bruožo, leisdami, sakysime, violetinę šviesą, mes gausime siauriausius bruožus ir mažiausia nukrypusius nuo centralinio bruožo. Paga-

liau iš aukščiau duotų formulų aišku, kad turint tam tikro ilgio bangas, užlenkiamasai kampas tų bangų bus atvirkščiai proporcingas gardelio elementui a + b, nes $\sin \varphi = \frac{n\lambda}{a+b}$. Tai reiškia, kad juo smulkesnis bus gardelis, juo daugiau bus įbrėžta linijų viename centimetre, juo platesni bus šviesos bruožai, ir atbulai, juo rupesnis bus gardelis, juo siauresni bus šviesos bruožai.

O jeigu į gardelį krinta normaliai baltos šviesos lygiagrečių spindulių pluoštas, tai kiekvienos spalvos spinduliai užlenkia savo kampu pagal formulą $\sin \varphi = \frac{n\lambda}{a+b}$ ir, vadinasi, duoda atitinkamose ekrano vietose savo maksimumus ir minimumus. Bet įvairių spalvų spinduliai, kurie pereina pro gardelio tarpus normaliai, susimaišo ekrane prieš gardelio vidurį ir sudaro ten baltos šviesos centralinį maksimumą. O iš abiejų to centralinio maksimumo pusių bus du spektrai, vadinamieji pirmos eilės spektrai, kurių raudonos dalys bus iš oro, o violetinės dalys bus iš vidaus iš atžvilgio į centralinį maksimumą. Einant formula $(a + b) \sin \varphi = n\lambda$ centralinį maksimumą atitinka $n = 0$. Kada gi $n = 1$, tai mes turėsime pirmos eilės spektrus, taip pat kada $n = 2$, mes turėsime antros eilės spektrus ir t. t. Pažiūrėsime, kiek šviesos bruožų susidarys einant pro gardelį geltonoms bangoms bangų ilgio $\lambda = 5{,}8.10^{-5}$ cm. Tegu 1 cm. gardelio įbrėžta 5600 linijų. Tuo atveju gardelio elementas $a+b=\frac{1}{5600}=1{,}8.10^{-4}$cm., ir mes tada turėsime $1{,}8.10^{-4} \sin \varphi = n.\ 5{,}8.10^{-5}$, iš kur seka $\sin \varphi = 0{,}\ 3197\ n$. Paimsime iš eilės $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3...$ Tad užlenkiamasai kampas φ iš eilės bus 0^0, $\pm 18^0 39'$, $\pm 39^0 45'$, $\pm 73^0 33'$... Paėmę $n = \pm 4$, mes gausime $\sin \varphi$ negalimą dydį. Taigi tuo atveju mes tik turėsime pirmos, antros ir trečios eilės maksimumus, arba leisdami baltą šviesą pro gardelį pirmos, antros ir trečios eilės spektrus. Taigi mes čia iš viso turėsime 6 spektrus. Bet tie spektrai dalinai užgula vienas kitą. Tai išeina iš formulos $(a + b) \sin \varphi = n\lambda$. Iš tos formulos aišku, kad padidinus dukart skaičių n ir sumažinus dukart bangos ilgį λ, mes gausime tą patį užlenkiamąjį kampą φ, taip kad violetinė dalis antros eilės spektro sutaps su raudona dalimi pirmos eilės spektro. Matomoje spektro dalyje tai neturi didelės reikšmės, jeigu mes kreipsime dėmesio tik į pirmos eilės spektrą arba net ir pirmos ir antros eilės spektrus. Bet fotografuojant reikia į tai kreipti dėmesys ir pašalinti užgulančias augštesnių eilių spektrų dalis arba tam tikrais ekranais arba prizma.



186 pieš.

Kada į gardelį krinta spinduliai ne normaliai, bet sudarydami kampą β su normalia (žiūr 186 pieš.), tada bendras to paties užlenkiamojo kampo φ spindulių kelių skirtumas bus $C_1K — B_2H = (a+b) \sin \varphi — (a + b) \sin \beta = (a + b) (\sin \varphi — \sin \beta)$. Tad mes turėsime šviesos maksimumą, kada $(a+b) (\sin \varphi — \sin \beta) = n\lambda$. Nuokrypis perėjusių pro tarpus spindulių iš atžvilgio į krintančius spindulius bus čia lygus $\varphi — \beta$. Kad tas nuokrypis būtų minimumas, reikia, kad $d\varphi — d\beta = 0$. Diferencijuodami augščiau duotą šviesos maksimumo lygtį, mes gausime $(a + b) (\cos \varphi\ d\varphi — \cos \beta\ d\beta) = 0$, priėmę bangą tam tikro ilgio λ. Turėdami galvoj $d\varphi — d\beta = 0$, mes gausime: $\cos \varphi — \cos \beta = 0$, arba $\varphi = \pm \beta$. Kadangi $\varphi = \beta$ duoda tiesioginį vaizdą, tai aišku, kad $\varphi = — \beta$ yra minimum nuokrypio sąlyga. Šita sąlyga reikalauja, kad krintąs į gardelį spindulys ir išeinąs iš jo spindulys sudarytų lygius kampus su gardeliu.

Išdėstyta čia gardelio teorija yra elementarinė. Tikra gardelio teorija rodo, kad tarp dviejų pagrindinių maksimumų, eidami elementarine teorija, mes turėsime dar visą eilę antraeilių maksimumų. Aplamai, jeigu skaičius gardelio bruožų N, tai tarp dviejų

pagrindinių maksimumų bus visuomet $N-2$ antraeilių maksimumų. Bet kadangi aplamai skaičius N yra didelis, tai tie antraeiliai maksimumai bus labai arti vienas nuo kito ir, be to, bus silpnai nušviesti palyginant su pagrindiniais maksimumais. Todel tų antraeilių maksimumų negalima pastebėti, ir praktikoje, dirbant su gardeliu, tenka skaitytis tik su pagrindiniais maksimumais einant augščiau išdėstyta elementarine gardelio teorija.

Šviesos bangų nuokrypis einant pro prizmą pareina nuo prizmos medžiagos, nes tam tikro periodo banga charakterizuojama yra tam tikro lūžimo koeficiento. Taigi prizmos spektre įvairios spalvos būna aplamai sudėstytos pagal tų spalvų bangų ilgį, bet ilgesnių bangų spalvos būna smarkiau suspaustos, tuo tarpu trumpesnių bangų spalvos būna smarkiau ištemptos. Einant pagrindine difrakcijos gardelio formula $\sin\varphi = \frac{n\lambda}{a+b}$ tam tikro ilgio arba periodo bangos charakterizuojamos tam tikro užlenkiamojo kampo φ ir todel difrakcijos gardelio spektre įvairios spalvos būna išdėstytos pagal šitą užlenkiamąjį kampą. Šita prasme prizmos spektras ir gardelio spektras yra panašūs. Bet skirtumas, ir labai svarbus, yra tas, kad difrakcijos gardelio spektre nesimainant gardelio elementui spalvų sudėstymas pareina tik nuo jų bangų ilgių, lygiai kaip ir spalvų bruožų platumas. Todel fizikoje difrakcijos gardelio spektrai laikomi normaliais arba tipiškais spektrais, ir kur reikia tiksliai nustatyti tos ar kitos spektro linijos bangų ilgį, vartojami difrakcijos gardeliai. Savaime aišku, kad gaunant difrakcijos gardelių saulės spektrą, tame spektre, kaip ir prizmos spektre, bus aiškiai matomos Frauenhoferio linijos, bet gardelio spektre tų Frauenhoferio linijų būklė pareina tik nuo jų bangų ilgių arba nuo charakteringų joms užlenkiamųjų kampų. Duosime čia keleto Frauenhoferio linijų bangų ilgius, išreikštus A. U. (Angstromo vienetais $= 10^{-10}$ metrų):

Kalijo raudona	7699
Litijo raudona	6708
Natrijo geltona D_1	5896
Natrijo geltona D_2	5890
Talijo žalia	5351
Stroncijo mėlyna	4607
Kalijo violetinė	4047

Einant šita lentele ir gardelio formula $\sin\varphi = \frac{n\lambda}{a+b}$ aišku, kad linijos trumpesnių bangų augštesnės eilės spektrų užguls ant linijų ilgesnių bangų žemesnės eilės spektrų, kaip jau anksčiau pabrėžta. Pavyzdžiui, 2λ raudonos litijo linijos yra lygus 13416 ir 3λ mėlynos stroncijo linijos yra lygus 13821. Vadinas, raudona dalis antros eilės spektro čia bus dalinai apklota mėlyna dalimi trečios eilės spektro.

Dideliam Amerikos fizikui Rowland'ui pasisekė pagaminti difrakcijos gardelius iš veidrodžio metalo su dideliu skaičiumi bruožų. Kai kurie Rowland'o gardeliai turi 1700 linijų, įbrėžtų diementu 1 m/m. ilgio. Aišku, kad tokie gardeliai duoda spektrus atspindžio keliu. Rowland'o gardeliai būna plokšti ir gaubti. Dirbant su plokščiu gardeliu reikia turėti žiūroną ir diską, padalintą gradais ir minutėmis su nonijumu. Tada galima išmatuoti kampinius nuokrypius, sakysime, pirmos eilės spektro įvairių spalvų maksimumų nuo centralinio maksimumo. Šitie kampiniai nuokrypiai yra lygūs atskirų spalvų užlenkiamiesiems kampams φ. Taigi nustatę šituos kampus φ iš formulos $\lambda = (a+b)\sin\varphi$, mes apskaitysime bangos ilgį.

Gaubtas Rowlando gardelis duoda spektro realų vaizdą gaubto gardelio fokinėje plokšmėje, ir todel turint tokį gardelį žiūronas ir diskas su padalinimais nereikalingi. Gaubti Rowland'o gardeliai ypatingai yra patogūs spektrams fotografuoti. Bet reikia pasakyti, kad Rowland'o gardelius pagaminti yra sunkus darbas, ir todel tie gardeliai yra labai brangūs.

Gražios diemento ir žemčiūgo sraigės geldelės spalvos pareina nuo to, kad kaip diemento, taip ir žemčiūgo geldelės paviršius yra išbraižytas daugybe plonų linijų įvai-

riomis kryptimis. Tai yra difrakcijos spalvos. Taip pat nuo difrakcijos pareina ir žemčiūgo arba žemčiūginio perlo gražios spalvos. Visais atvejais, kada mes turime lygų paviršių, išbraižytą plonomis linijomis, mes turėsime ir atmuštoje ir pereinamoje šviesoje spektro spalvas.

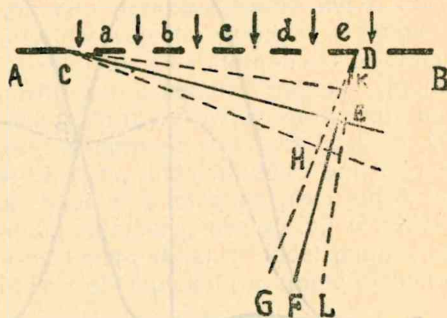
Labai dažnai, kada augštesniuose atmosferos sluogsniuose yra ploni debesys arba rūkai, kurie kaip šyrai pridengia saulę arba mėnulį, apie saulę ir apie mėnulį galima pamatyti vainikus, sudarytus iš spektro spalvų iš vidaus mėlynai violetinės spalvos, iš oro raudonos spalvos, kurie pavidalu didesnių arba mažesnių ratų apsupa mėnulį arba saulę. Šitie vainikai yra difrakcijos išdava einant šviesos spinduliams pro rūką arba ploną debesį, kurie sudaryti iš mažučių vandens lašelių arba iš mažučių ledo kristaliukų. Jau mes žinome, kad mažas diskas, patalpintas pakeliui spindulių, veikia taip pat, kaip maža skylė, nes toksai diskas, kaip ir maža skylė, duoda ekrane vaizdą pavidalu šviesos ratuko arba šviesos apskritos dėmelės, apsuptos iš eilės tamsiais ir šviesiais žiedais. Taip pat veikia ir kiekviena mažutė dalelė, sakysime, vandens lašelis. Einant šviesos spinduliams pro tokių lašelių krantus mes turime tokį pat užlenkimą, kaip einant šviesos spinduliams pro mažus plyšius arba tarpus, ir kaipo to užlenkimo išdava susidaro spektrai. Jeigu mes stiklo plokštelę apibarstysime smulkiomis lietaus grybo sporomis ir pro tokią plokštelę pažiūrėsime į žvakės liepsną, tai mes irgi pastebėsime apie šitą žvakės liepsną laumės juostos spalvų vainiką. Taip pat žiūrėdami naktį pro skėtį į gatvės švyturio šviesą, mes matysime apie tą šviesą iš laumės juostos spalvų vainiką. Visais tais atvejais mes turime difrakcijos fenomeną ir matome spektrus, kurie susidaro taip pat, kaip difrakcijos gardelio spektrai. Iš to, kas anksčiau pasakyta, aišku, kad juo didesnės bus dalelės, sakysime, vandens lašeliai, juo mažesnio diametro bus vainikai apie mėnulį, apie saulę, ir atbulai, taip kad išmatavus kampinį vainiko diametrą galima apskaityti lašelių didumas. Žiemos metu vainikai apie mėnulį ir apie saulę būna mažesni kaip vasaros metu, todel kad rūkai ir debesys žiemos metu susideda iš didesnių lašų kaip vasaros metu.

Paminėsime čia dar vieną fenomeną, kuris daro itin smarkų įspūdį žmogui, kuriam tenka tokį fenomeną pamatyti. Tai atsitinka ant augštų kalnų viršūnės, kada šviečia saulė ir kada iš priešingos pusės saulei prieš žmogų randasi plono rūko arba debesio siena Tada toksai žmogus, jeigu jis atsigręžęs į saulę nugara, pamatys rūko arba plono debesio sienoj savo milžinišką šešėlį ir gražų laumės juostos spalvomis vainiką apie šešėlio galvą, nelyginant kaip šventųjų vainikas. Tai yra išdava užlenkimo saulės spindulių einant pro krantus vandens lašelių, kurie randasi arti nuo žmogaus galvos. Užlenkti ir pasidalyję į spalvas spinduliai atmušami nuo plono debesio sienos, į kurią žmogus žiūri, ir todel jis mato šešėlio galvą, apsuptą gražiais spalvotais žiedais. Patsai šešėlis iš tikrųjų nėra didesnis kaip žmogus, nes jis sudarytas lygiagrečių saulės spindulių ir jeigu žmogui jo šešėlis atrodo milžiniškas, tai yra tik optiška iliuzija, nes žmogus žiūri į rūką arba debesį gan toli nuo jo ir sprendžia apie šešėlio didumą taip pat, kaip paprastai žmogus sprendžia apie didumą dviejų objektų, kuriuos jis mato tuo pačiu kampu, bet apie kuriuos jis žino, kad vienas iš jų toliau nuo jo, o kitas arčiau nuo jo. Jis tada mano, kad tasai objektas, kuris yra toliau, yra didesnis. Taip pat ir kalbamuoju atveju kampas, kuriuo žmogus mato savo šešėlį debesy, yra toks pat, kaip kampas, kurį sudaro lygiagrečiai saulės spinduliai su jo kūnu. Bet kadangi debesėlis randasi tam tikram atstume nuo jo, tai jo šešėlis atrodo jam didesnis už jį.

Kadangi difrakcijos gardelis yra labai svarbus optikos instrumentas, tai paliesime čia dar trumpai du klausimus, kurie turi būti aiškūs kiekvienam dirbančiam su difrakcijos gardeliu, būtent, klausimus, koki yra gardelio dispersijos galia ir kokia jo aikštinamoji galia, 187 piešinys atvaizduoja gardelį AB. Tegu tasai gardelis turi iš viso N įbrėžtų linijų. Kaip jau minėta, iš gardelio formulos $\sin\varphi = \frac{n\lambda}{a+b}$ išeina, kad įvairius bangų ilgius λ atitinka įvairūs užlenkiamieji kampai φ. Tegu spektre n-tosios

eilės bangą λ atitinka užlenkiamasai kampas φ ir tegu tam pačiam spektre truputį ilgesnę bangą $\lambda + d\lambda$ atitinka truputį didesnis užlenkiamasai kampas $\varphi + d\varphi$.

Santykis $\frac{d\varphi}{d\lambda}$, kuris reiškia užlenkiamojo kampo padidėjimą, padidėjus bangos ilgiui ilgio vienetu, vadinasi gardelio dispersijos galia. Norėdami surasti šitam dydžiui formulą, ištiesime liniją DF per paskutinę gardelio liniją taip, kad ta linija DF eitų lygiagrečiai spinduliams bangos ilgio λ, kurie sudaro šviesų bruožą n-tosios eilės. Nuo kranto pirmojo gardelio tarpo C ištiesime liniją CE, statmenišką linijai DF. Kadangi kelių skirtumas spindulių, išeinančių iš atitinkamų gardelio tarpų taškų (arba relatyvus pavėlavimas spindulių) n-tajam šviesos bruožui yra lygus $n\lambda$, o iš viso mes čia turime N tarpų, tai relatyvus pavėlavimas tarp dviejų gardelio kraštutinių spindulių, išeinančių iš taškų C ir D ir einančių lygiagrečiai linijai DF, bus $Nn\lambda$. Vadinasi, $DE = Nn\lambda$. Tegu linija DG reiškia kryptį, kuria skleidžiasi truputį ilgesnės bangos $\lambda + d\lambda$, kurios skleidžiantis šita kryptimi DG irgi sudaro n-tąjį šviesos bruožą. Ištiesime iš taško C liniją CH, statmenišką linijai DG. Tad relatyvus pavėlavimas kraštutinių spindulių iš gardelio taškų C ir D bangos ilgio $\lambda + d\lambda$ bus $DH = Nn(\lambda + d\lambda)$. Jeigu spindulių, einančių lygiagrečiai linijai DF, užlenkiamasai kampas n-tajam bruožui bus φ, tai užlenkiamasai kampas spindulių, einančių lygiagrečiai linijai DG, bus $\varphi + d\varphi$. Iš geometriškos konstrukcijos aišku, kad $\angle BCE = \varphi$ ir $\angle ECH = FDG = d\varphi$. Iš trikampio DCE išeina $DE = DC \sin \varphi = N(a+b) \sin \varphi$ ir $CE = DC \cos \varphi = N(a+b) \cos \varphi$. Čia $a + b$ reiškia gardelio elementą. Duotomis sąlygomis DH labai mažai skirsis nuo sumos iš DE ir lanko kampo ECH, aprašyto stipinu CE. Taigi



187 pieš.

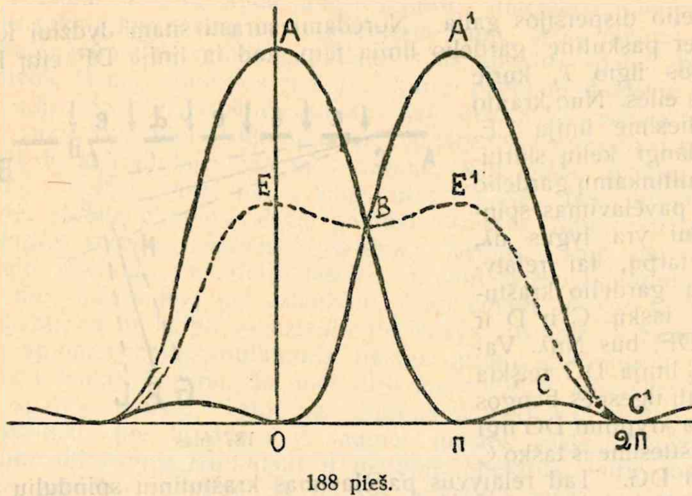
$$DH = DE + CE\,d\varphi = N(a+b)(\sin \varphi + d\varphi \cos \varphi).$$

Bet $DH = Nn(\lambda + d\lambda)$. Taigi $N(a+b)(\sin \varphi + d\varphi \cos \varphi) = Nn(\lambda + d\lambda)$. Imant domėn, kad $Nn\lambda = N(a+b)\sin \varphi$, iš šitos lygties išeina: $N(a+b)\,d\varphi \cos \varphi = Nn\,d\lambda$.

Iš čia išeina gardelio dispersijos galia $\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{n}{(a+b)\cos \varphi}$. Taigi gardelio dispersijos galia yra tiesioginai proporcinga šviesos bruožo arba spektro eiliniam skaičiui n ir atvirkščiai proporcinga gardelio elementui $a+b$. Vadinasi, augštesnių eilių spektrai bus išsklaidyti labiau kaip žemesnių eilių spektrai. Kada kampas φ labai mažas, tai $\cos \varphi$ yra gangreit lygus vienetui, ir tada vienodiems kampo φ padidėjimams mes turėsime vienodus bangos ilgio padidėjimus. Augštesnių eilių spektrams kampas φ gan didelis, ir todel dispersija smarkiau auga, augant tam kampui φ, taip kad augštesnių eilių spektrų raudonoji dalis būna smarkiau ištempta, kaip mėlynoji dalis.

Sekant paprastu spektroskopu natrijo liepsna paprastai matoma kaip viena geltona linija (vienas geltonas bruožas). Bet iš tikrųjų metalo natrijo garai charakterizuojami dviejų spektrinių linijų labai arti viena nuo kitos: D_1 su λ 5896 ir D_2 su λ 5890. Tos dvi linijos yra taip arti viena nuo kitos, kad reikalingas ypatingai geras spektroskopas, kad jos galima būtų atskirti. Panašių natrijo linijoms dvigubų ir net trigubų spektrinių linijų tos pačios spalvos žinoma šiandien gan daug. Kadangi difrakcijos gardelis duoda tipiškus spektrus ir dažniausiai vartojamas spektrinių linijų bangoms išmatuoti, tai svarbu nustatyti, nuo kurių gardelio konstantų pareina gardelio aikštinamoji galia arba mažiausias atstumas tarp dviejų spektrinių linijų, kurias dar galima matyti atskirai, sekant gardelio spektrą. Iš lordo Rayleigh'o tyrinėjimų išeina, kad gardelio spektre galima dar atskirai matyti dvi spektrinės linijos,

jeigu maksimumas vienos iš tų linijų sutampa su pirmuoju minimumu kitos linijos (žiūr. 188 pieš.). Šita Rayleigh'o išvada patvirtinta eksperimentu. Iš 188 piešinio aišku, kad atstojamasai nušvietimas sudedant ordinatas dviejų periodinių kreivųjų A ir A_1, atitinkančių dviejų artimų linijų bangas, bus išreikštas nupiešta punktyru kreiva linija



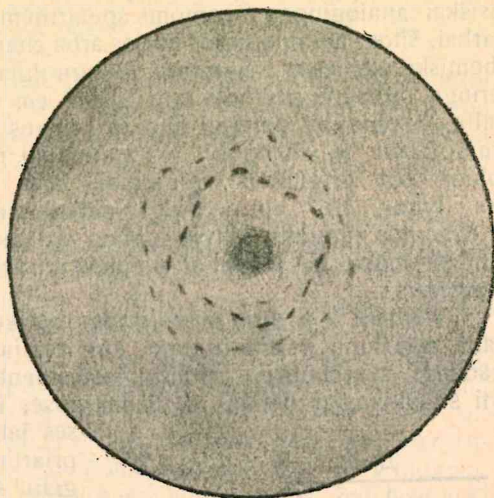
188 pieš.

EBE_1. Taigi čia dvi linijos nebus aiškiai atskirtos viena nuo kitos, bet vis delto iš šviesos silpnėjimo einant į centrą mes aiškiai matysime, kad mes turime čia darbo su dviguba linija. Tegu vienos linijos bangos ilgis bus λ ir kitos bus $\lambda + d\,\lambda$, vadinasi, skirsis labai mažu dydžiu $d\,\lambda$ nuo bangos ilgio pirmosios. Taigi maksimum n-tojo spektro, arba tiksliau n-tasai maksimumas pirmosios linijos atitiks lygčiai $(a + b) \sin \varphi = n\,\lambda$. Diferencijuodami šitą lygtį mes gausime: $n\,d\,\lambda = (a + b) \cos \varphi d\,\varphi$, iš kur išeina $d\varphi = \frac{nd\lambda}{(a + b) \cos \varphi}$. Cia $d\varphi$ bus kampinis atstumas tarp dviejų linijų, kurias dar galima atskirti, nes bangai pailgėjus per $d\lambda$ atitinkamai padidės užlenkiamasai kampas ir, vadinasi, kampinis atstumas tos bangos maksimum bruožo nuo bangos ilgio λ maksimum bruožo. Antra vertus, tiksli difrakcijos gardelio matematinė teorija duoda tokį reiškinį kampiniam atstumui pirmojo minimumo nuo n-tojo maksimumo, kada gardelis turi iš viso N bruožų: $d\varphi = \frac{1}{N\,n \cot. \varphi}$. Bet einant Rayleigh'o tyrinėjimais, šitie du kampiniai atstumai turi būti lygūs, kad galima būtų dar atskirti bangos λ liniją nuo bangos $\lambda + d\,\lambda$ linijos. Taigi $\frac{n\,d\,\lambda}{(a + b) \cos \varphi} = \frac{1}{N\,n \cot. \varphi}$ Iš čia išeina: $nd\lambda = \frac{(a + b) \sin \varphi}{N\,n} = \frac{n\,\lambda}{N\,n}$ arba $\frac{\lambda}{d\,\lambda} = N\,n$.

Santykis $\frac{\lambda}{d\,\lambda}$ ir vadinasi aikštinamoji difrakcijos gardelio galia. Tai yra bangos ilgis bet kurioje spektro vietoje, padalintas iš tokio bangos pailgėjimo, kuris įgalina pamatyti tą bangos pailgėjimą kaip atskirą liniją. Taigi išeina, kad aikštinamoji gardelio galia yra lygi sandaugai iš spektro eilės ir iš visų gardelio bruožų skaičiaus. Kaip matyti iš duotos šitame paragrafe įvairių spektrinių linijų bangų lentelės abidvi natrijo linijos skiriasi apytikriai 0,001 dalimi bangos ilgio. Taigi aikštinamoji galia tokio gardelio, kuris įgalina atskirti abidvi natrijo linijas, turi būti lygi 1000, vadinasi, $\frac{\lambda}{d\,\lambda} = N\,n = 1000$. Tai reiškia, kad difrakcijos gardelis turi turėti iš viso nemažiau kaip 1000 bruožų, kad galima būtų atskirti abidvi natrijo linijas pirmos eilės spektre, ne mažiau kaip 500 bruožų, kad galima būtų atskirti tos linijos antros eilės spektre ir t. t. Vienu žodžiu, turi reikšmės čia visų gardelio bruožų skaičius, o ne tai, kokio tankumo arba kaip arti vienas nuo kito tie bruožai įbrėžti.

Kaip mes pamatysime elektros skyriuje, einant elektros srovei stiklo vamzdyje su dujomis smarkiai praskiestoje būklėje, metalinė plokštelė (vadinamas antikatodas), patalpinta prieš katodą, darosi židinys ypatingų tamsių spindulių, kurie, palyginti, labai lengvai pereina per įvairią medžiagą, dažnai didelio storumo, ir kurie smarkiai veikia

otografinę plokštelę net ir tada, kada ta plokštelė uždengta medinėje kasetėje. Šitie spinduliai vadinasi X — spinduliai, arba Rentgeno spinduliai, nes jie buvo išrasti 1895 metais Rentgeno. Iš pradžios fizikai manė, kad ir šitie spinduliai priklauso šviesos bangų sričiai, bet visos pastangos nustatyti tų spindulių bangos ilgį nuėjo niekais, nes fizikams nepasisekė konstatuoti šitų spindulių nei atspindžio, nei užlenkimo, nei užlūžimo. 1912 metais vokiečių fizikas Laue sumanė pamėginti užlenkti šituos spindulius pasinaudojus ploniausia kristalų plokštele kaipo difrakcijos gardeliu. Jau tuomet buvo žinoma rusų tyrinėtojo Fedorovo ir kitų kristalų erdvinio gardelio teorija, einant kuria kristalų molekulos arba net ir molekulų atomai orientuojasi erdvėje taisyklingai sudarant taisyklingus erdvinius gardelius su tarpais, lygiais molekuliniams arba atominiams atstumams. Spėdamas, kad paprastu būdu negalima nei atmušti, nei užlaužti Rentgeno spindulių todel, kad tuos spindulius sudaro labai trumpos bangos, taip kad nelygumos atmušamųjų paviršių mažai skiriasi ar net jau yra didesnės kaip X-spindulių bangos ilgis, ir žinodamas, kad difrakcijos gardelis sudaro spektrus tik tada, kada gardelio bruožų netaisyklingumai nedideli palyginant su bangų ilgiu, Laue ir pamėgino pavartoti kristalo cinko sulfido plokštelę, norėdamas gauti X-spindulių difrakciją, nes atomų ir molekulų diametrai yra žymiai mažesni, kaip matomų šviesos bangų ilgiai, ir todel galima buvo manyti, kad X-spindulių bangų ilgiai mažai skiriasi nuo molekulų ir atomų diametro ir nuo tarpų tarp jų. Laue paleido ploną pluoštą stiprių Rentgeno spindulių į cinko sulfido plokštelę 0,5 m/m. storumo ir užpakalyje tos plokštelės per 3 cm. patalpino jautrią fotografinę plokštelę. Paveikus Rentgeno spinguliams kurį laiką fotografinė plokštelė buvo išraiškinta ir joje pasirodė vaizdas, kurį rodo 189 piešinys: pačiam vidury tamsi dėmė, kuri atitinka Rentgeno spindulius, išėjusius pro cinko sulfido plokštelę be užlenkimo; ta centralė tamsi dėmė pasirodo apsupta visa eile žiedų mažesnių dėmelių, orientuotų visiškai taisyklingai. Juo toliau nuo centro, juo silpnesnės šitos dėmelės. Šitų dėmelių grupavimas pareina nuo krypties, kuria eina X-spinduliai pro kristalą, ir pareina nuo kristalų rūšies. Taigi aišku, kad mes čia turime darbo su Rentgeno spindulių interferencija, kuri pareina nuo kristalų struktūros. Todel Laue išradimas iš vienos pusės konstatuoja, kad ir Rentgeno spinduliai priklauso šviesos bangų sričiai, iš kitos pusės patvirtina Fedorovo ir kitų kristalų erdvinių gardelių teoriją. Darant šituos eksperimentus, dažnai reikia tęsti ekspoziciją ištisas valandas, norint gauti fotografinėj plokštelėj visas dėmeles, atitinkančias kristalizacijos centrus, nes labai žymi dalis X-spindulių pereina neužlenkdama. Remiantis Laue eksperimentais galima apskaityti Rentgeno spindulių bangų ilgį žinant difrakcijos gardelio elementą arba konstantą. O vartojant kristalo plokštelę kaipo diffrakcijos gardelį, gardelio konstanta bus ne kas kita, kaip atstumas tarp molekulų arba dalelių, kurie sudaro kristalo erdvinį gardelį arba kristalo skeletą. Žinant iš kinetinės materijos teorijos skaičių molekulų 1 kub. cm. dujų ir turint galvoj kristalo tankumą, galima apskaityti, kiek iš viso molekulų randasi kristalo 1 kub. cm., o iš čia jau apskaityti atstumas tarp molekulų ir, vadinasi, atstumas tarp kristalo gardelio centrų. Pirmutiniai Laue apskaitymai davė 10^{-8} cm. kaipo Rentgeno spindulių bangos ilgį.

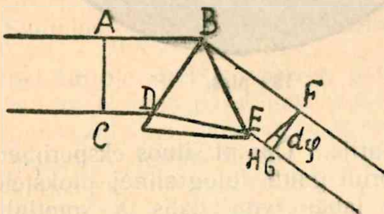


189 pieš.

Rankose dviejų anglų fizikų, W. H. Bragg'o ir W. L. Bragg'o (tėvo ir sūnaus) Laue išradimas virto galingu metodu ne tiktai kristalų struktūrai tirti, bet ir chemiškų junginių struktūrai tirti. W. L. Bragg'as konstatavo, kad X-spinduliai taisyklingai

atmušami nuo kristalų skilimo plokštumų, kurios susidėję iš didelio skaičiaus atomų ir kuriose atomai taisyklingai orientuoti. Kada X-spinduliai krinta į tokias skilimo plokštumas, tai tos plokštumos veikia kaip sistema veidrodžių, patalpintų lygiagrečiai to pat atstumo vienas nuo kito ir dalinai atmušančių spindulius, dalinai praleidžiančių juos. Kada fazių skirtumas X-spindulių, atmuštų tam tikra kryptimi nuo eilės tokių plokštumų, yra lygus lygiam skaičiui bangų, tai šita kryptimi mes turėsime maksimum atspindžio. Ypatingu aparatu, kuris vadinasi x — spindulių spektrometras, galima surasti šitą maksimum atspindžio kryptį. X-spindulių spektrometras vietoj kolimatoriaus turi vamzdį su švino diafragmomis. Kristalas talpinamas ant spektrometro staliuko ir į jo paviršių paleidžiami iš kolimatoriaus X-spinduliai. Vietoj žiūrono čia mes turime fotografinę plokštelę. Sekant efektą atmuštų X-spindulių fotografinėj plokštelėj įvairiomis kryptimis ir išreiškiant atmuštų spindulių stiprumą kaipo kritimo kampo funkciją, gaunama kreiva linija su aiškiais maksimumais. Šitie maksimumai atitinka homogenines bangas, kurios randasi krintančiame į kristalą X-spindulių pluošte. Ir čia, kaip ir paprastam difrakcijos gardely, mes turime spektrus įvairių eilių, ir todel vadovaujantis tais pačiais principais iš tokių spektrų galima apskaityti bangų ilgius įvairių homogeninių radiacijų. Šitos rūšies tyrinėjimai parodė, kad Rentgeno vamzdis duoda tolydinį spektrą panašiai kaip balta šviesa. Bet tasai tolydinis spektras perkirstas vadinamųjų charakteringų linijų, kurios yra visiškai analogingos žinomoms spektrinėms linijoms ir, kaip parodė Darvino ir Moseley darbai, šitos charakteringos linijos arba charakteringos radiacijos randasi angštame ryšyje su chemiškų elementų prigimtimi. Bangų ilgiai tokių homogeninių X-spindulių arba charakteringų radiacijų svyruoja tarp 3.10^{-8} cm. ir 1.10^{-8} cm. Kietumas arba prasiskverbimo galia X-spindulių pareina nuo jų bangos ilgio, būtent, X-spinduliai juo kietesni, juo trumpesnės jų bangos. γ - spinduliai radijo, kurie pasižymi ypatingu kietumu, yra tokios pat prigimties spinduliai, kaip ir X - spinduliai. γ-spindulių bangos ilgis yra lygus 10^{-9} cm. Taigi pritaikinimas difrakcijos gardelio principų kristalų ir chemijos junginių srityje įgalino fizikus chemikus ne tik pamatyti smulkiausią kristalų struktūrą, bet ir žymiai praplėtė ultravioletinę spektro sritį su labai didelio dažnumo bangomis.

Kalbant 9 § apie svarbiausius optikos instrumentus buvo nurodyta aikštinamoji galia teleskopo ir mikroskopo, kuri remiasi išdėstyta šitam paragrafe difrakcijos teorija. Kadangi svarbiausias optikos instrumentų uždavinys yra padėti mūsų akiai pamatyti smulkiausias detales iš vienos pusės labai tolimų nuo mūsų objektų, o iš kitos pusės labai mažų objektų, į kuriuos prisieina žiūrėti priartinus juos prie akies kiek galint labiau, tai baigiant šitą paragrafą paliesime šitą klausimą dar kiek smulkiau. Visų pirma nustatysime aikštinamąją galią prizmos, kuri plačiai vartojama įvairiuose optikos instrumentuose. Tegu linija AC atvaizduoja frontą plokščios bangos, kuri eina per prizmą DBE (žiūr. 190 pieš.). Perėjus tai plokščiai bangai pro prizmą, jos frontą atvaizduoja linija FG. Kadangi optikos kelias, atliktas visų spindulių nuo fronto AC ligi fronto FG, yra tas pats, tai $AB + BF = CD + \mu\ DE + EG$. Čia μ reiškia prizmos medžiagos lūžimo koeficientą. Paimsime dabar truputį trumpesnę bangą. Tos bangos lūžimo koeficientas bus kiek didesnis, būtent, $\mu + d\mu$, ir perėjus tai bangai pro prizmą, jos frontą atvaizduos linija FH, kuri sudarys labai mažą kampą $d\varphi$ su frontu GF.



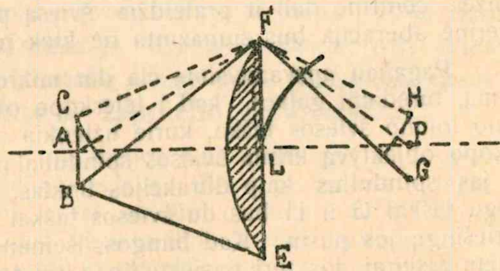
190 pieš.

Spinduliai BF ir EH nebesudaro dabar tiesių kampų su frontu FH. Bet kadangi tas frontas sudaro labai mažą kampą $d\varphi$ su FG, tai minėti spinduliai nueito kelio atžvilgiu ligi fronto FG labai mažai skiriasi nuo spindulių, sudarančių su tuo frontu tiesius kampus. Todel bangai lūžimo koeficiento $\mu + d\mu$ galima parašyti tokią lygtį: $AB + BF = CD + (\mu + d\mu)\ DE + EH$. Atėmę šitą lygtį iš anksčiau duotos lygties gausime $HG = d\mu.\ DE$, arba $a d\varphi = s d\mu$, jeigu mes

priimsime FG = a ir DE = s. Taigi s bus geometriškas kelias, nueitas spindulio prizmoje, ir pareis nuo prizmos storumo. Iš paskutinės lygties išeina: $\frac{d\varphi}{d\mu} = \frac{s}{a}$.

Į prizmą galima žiūrėti kaipo į tiesakampį plyšį. Taigi tam tikro ilgio banga, pereidama per tokį plyšį, sudaro savo difrakcijos lamstą. Kad galima būtų atskirti dvi spektrines linijas, kurios prizmos spektre randasi labai arti viena nuo kitos, kaip jau mes žinome, reikia, kad kampinis atstumas tarp tų dviejų linijų būtų lygus kampiniam atstumui tarp maksimumo ir artimiausio minimumo difrakcijos spektro bet katros iš tų dviejų linijų. Tegu bangos lūžimo koeficiento μ užlenkia į visas puses nuo linijos BE. Užlenkę spinduliai, kurie sudaro tiesius kampus su FG, pasiekę FG bus toje pat judėjimo fazėje. Taigi bangų lūžimo koeficiento μ maksimumas bus kryptimi BF. O spinduliai, kurie sudaro tiesius kampus su frontu FH, nebus toje pat judėjimo fazėje pasiekę frontą FG, nes kraštutinių spindulių nueito kelio skirtumas čia yrą lygus HG = $a d\varphi$. Sakysime, kad šita kryptimi (vadinasi, tiesiu kampu iš atžvilgio į frontą HF) susidaro pirmasai minimumas bangų lūžimo koeficiento μ. Einant jau išdėstyta Rayleigh'o teorija, tai bus maksimumas bangų lūžimo koeficiento $\mu + d\mu$. Kadangi šita kryptimi susidaro pirmasai minimumas, ir mes į prizmą žiūrime kaip į tiesakampį plyšį, tai tam minimumui galioja sąlyga $a d\varphi = \lambda$. Kombinuodami šitą lygtį su lygtimi $\frac{d\varphi}{d\mu} = \frac{s}{a}$, mes gausime $\frac{s}{a} d\mu = \frac{\lambda}{a}$ arba $\frac{s d\mu}{d\lambda} . d\lambda = \lambda$ arba $\frac{\lambda}{d\lambda} = s \frac{d\mu}{d\lambda}$. Tai bus formula prizmos aikštinamajai galiai. Iš šitos formulos aišku, kad prizmos aikštinamoji galia pareina tik nuo prizmos medžiagos ir nuo jos bazės ilgio ir visiškai nepareina nuo jos laužiamojo kampo ir nuo jos šonų ilgio. Šituo atžvilgiu geriausią rezultatą gauname tada, kada spindulys DE prizmoje šliaužia jos pagrindu ir kada visas to pagrindo paviršius užimtas spindulių.

Teleskopo ir mikroskopo objektyvais visuomet būna renkamosios linzės. Prasiskyręs spindulių kūgis, perėjęs pro tokią linzę, virsta konvergentiniu (sueinančiu) spindulių kūgiu, nes linzės uždavinys ir yra sutrukdyti judėjimą centrinės dalies krintančios į linzę bangos (žiūr. IV skyrių, „Bangų mokslas," 7 § 75 puslap). Kadangi bangų sklidimas surištas su interferencija, tai naujas bangų frontas visuomet yra vieta, kur elementarinės bangos, išeinančios iš pirmesniojo fronto, sustiprina viena kitos judėjimą. O toliau nuo tokio fronto elementarinės bangos interferuoja tarpusavy ir panaikina viena kitos judėjimą. Taigi perėjus pro renkamąją linzę bangos skleidžiasi toliau veikiant judėjimo sustiprinimui ir interferencijai. Linzės fokas yra toki vieta, kur elementarinės bangos duoda sustiprintą judėjimą. Šita vieta visuomet turės tam tikrą didumą, ir, vadinasi, optiškas geometriško taško vaizdas niekuomet nebus taškas, bet visuomet turės baigtą didumą ir atrodys kaip dėmelė. Tos dėmelės ribose arba periferijoj bus taškai, kur prasideda elementarinių bangų interferencija. Taigi taško vaizdas, sudarytas linzės, atrodo kaip apskrita šviesi dėmelė, apsupta iš eilės tamsių ir šviesių žiedų. Kaip jau minėta, taip atrodo teleskope vaizdai žvaigždžių, kurios paprastai yra taip toli nuo mūsų, jog į jas reikia žiūrėti kaipo į šviesos taškus.



191 pieš.

Kad išaiškintume, nuo ko pareina aikštinamoji galia teleskopo ir mikroskopo objektyvų, pasinaudosime 191 piešiniu, kuris atvaizduoja renkamąją linzę FLE. Tegu AP bus linzės optikos ašis ir tegu šviesos bangos sklinda iš taško P ašy ir sueina foke apie tašką A. Kadangi linzė sudaro taško P vaizdą dėmelės apie tašką A pavidalu, tai nustatysime tos dėmelės diametrą CB, kitaip sakant, nustatysime sudaryto vaizdo didumą. Taškai B ir C yra kraštutiniai dėmelės taškai. Vadinasi, tuose taš-

kuose mes turime interferenciją elementarinių bangų, išeinančių iš bangos fronto, išėjus šviesos bangai pro linzę FLE. Aišku, kad elementarinės bangos, išeinančios iš taškų F ir E linzes periferijoj labiausiai skirsis nueito kelio atžvilgiu pasiekdamos, sakysime, tašką B ir todel jos smarkiausiai interferuos. Taigi toms elementarinėms bangoms mes galime parašyti sąlygą: $FB - EB = \frac{\lambda}{2}$. Kadangi vaizdas yra visiškai simetriškas iš atžvilgio į linzę FE, tai spindulio FC nueitas kelias bus toks pat, kaip ir spindulio EB nueitas kelias. Vadinasi, $FC = EB$, ir todel $FB - FC = \frac{\lambda}{2}$. Tegu $AL = f$ ir tegu linzės diametras bus D ir vaizdo didumas d. Iš trikampių FLA ir BJC panašumo išeina $\frac{\lambda}{2} : d = \frac{D}{2} : f$ Iš čia išeina $d = \lambda . \frac{f}{D}$. Tarp taškų B ir C elementarinės bangos stiprina viena kitos judėjimą. O nuo tų taštų prasideda jų interferencija. Taigi CB bus smarkiausiai nušviesta vaizdo dalis. Iš oro tos dalies nušvietimas greitai silpnės. Iš paskutinės formulos išeina, kad smarkiausiai nušviestas vaizdo dalies diametras yra atvirkščiai proporcingas linzės apertūrai arba linzės diametrui. Žvaigždės, kaip jau pasakyta, yra taškai. Jeigu dvi žvaigždės yra arti viena nuo kitos, žinoma, relatyviai, ir jų vaizdai teleskope išeina šviesos ratukais, tai tie vaizdai susilieja ir mes matome tik vieną žvaigždę. Iš paskutinės formulos išeina, kad paėmus teleskopui objektyvą didelės apertūros, vaizdai abiejų žvaigždžių sumažės, ir mes sugebėsime pamatyti juos atskirai. Tas yra didelis patogumas teleskopų didelių apertūrų su didelėmis linzėmis objektyvams.

Kalbant apie teleskopus 9 § jau buvo nurodyta, kad mes galime atskirti du taškus-žvaigždes tik tada, kada vaizdo centras vienos žvaigždės krinta ant pirmojo tamsio žiedo vaizdo antros žvaigždės. Matematiška teorija duoda pirmojo tamsaus žiedo stipinui formulą $x = \frac{1{,}22\ F\lambda}{D}$. Vadinasi, kampas, sudarytas pirmojo tamsaus žiedo stipino su objektyvo centru, išreikštas radianais, yra $\frac{1{,}22\,\lambda}{D}$ (čia F reiškia objektyvo fokinį ilgį ir D objektyvo diametrą). Šitas kampas ir laikomas objektyvo aikštinamosios galios matu. Taigi didinant objektyvo apertūrą galima būtų atsiekti labai didelės aikštinamosios galios, jeigu netektų susidurti su nenugalimomis sunkenybėmis didelių objektyvų gamybos srityje.

Sferinei aberacijai pašalinti dažnai vartojamos diafragmos, kurios praleidžia šviesą tik pro centrinę linzės dalį. Iš to, kas čia pasakyta apie linzės aikštinamąją galią, išeina, kad toksai sferinės aberacijos pašalinimas visuomet smarkiai mažins linzės aikštinamąją galią. Todel lordas Rayleigh'as pataria vartoti tokias diafragmas, kurios uždengia linzės centrinę dalį ir praleidžia šviesą pro linzės periferiją. Tokiomis diafragmomis sferinė aberacija bus sumažinta nė kiek nepakenkus linzės aikštinamajai galiai.

Pagaliau apsvarstysime čia dar mikroskopo objektyvo aikštinamosios galios klausimą, turėdami galvoj, kad į teleskopo objektyvą krinta lygiagrečiai šviesos spinduliai nuo tolimo šviesos taško, kurie užlenkia eidami pro linzės krantus, tuo tarpu į mikroskopo objektyvą krinta šviesos spinduliai nuo smulkių dalelių, kurios veikia krintančius į jas spindulius kaip difrakcijos tinklas, arba gardelis. Grįžtant prie 191 piešinio tegu taškai G ir H bus du šviesos taškai vienodo atstumo nuo linzės ašies AP, bet iš priešingų jos pusių. Kad bangos, išeinančios iš taškų H ir G, eidamos pro linzę užlūžtų atskirai, jos turi pasiekti linzę irgi atskirai nesusiliedamos. O jei ne, tai linzė sudarys vieną vaizdą užlauždama tas dvi bangas kaip vieną bangą. Tegu tos bangos sutampa linzės taške L. Tad taške F tos dvi bangos skirsis nueito kelio atžvilgiu per $\frac{\lambda}{2}$. Vadinasi, $FG - FH = \frac{\lambda}{2}$. Tegu taškas P vidury linijos, jungiančios taškus G

ir H, randasi atstume u nuo linzės L ir tegu HG=d'. Tad ir čia mes turime santykius $\frac{\lambda}{2d'} = \frac{\frac{D}{2}}{u}$ arba $d' = \frac{u\lambda}{D}$. Kiekvienas iš dviejų susidariusių vaizdų, kaip jau augščiau parodyta, bus didumo $d = \frac{f\lambda}{D}$. Tegu s bus atstumas tarp tų vaizdų centrų. Kadangi padidinimas atstumo HG yra lygus $\frac{f}{u}$, tai mes turime $\frac{s}{d'} = \frac{f}{u}$, iš kur išeina $s = \frac{f}{u} \cdot \frac{u\lambda}{D} = \frac{f\lambda}{D} = d$. Taigi tokiu atveju abudu vaizdai palies vienas kitą savo krantais ir juos dar galima bus atskirti. Vadinasi, ir mikroskopams reikia imti objektyvus kiek galint didesnės apertūros, norint sustiprinti kiek galint labiau jų aikštinamąją galią. Antra vertus, kadangi d' yra lygus $\frac{u\lambda}{D}$, žodžiais: atstumas tarp dviejų artimiausių taškų, kuriuos dar galima atskirai matyti, yra proporcingas bangos ilgiui λ, tai aišku, kad kiekviena priemonė, kuri trumpina bangą, didins mikroskopo aikštinamąją galią. Mediume didesnio lūžimo koeficiento bangos trumpesnės kaip ore. Taigi aišku, kad vartojant Abbe homogeninės imersijos metodą galima žymiai padidinti aikštinamąją mikroskopo galią. Pagaliau aišku iš 191 piešinio, kad tais atvejais, kada HG = d' yra žymiai mažesnis kaip $\frac{\lambda}{2}$, bangos iš taškų H ir G pasieks linzę susiliejç. Taigi nėra vilties, kad galima būtų pamatyti objektą žymiai mažesnį, kaip bangos ilgis, pavyzdžiui, pamatyti atomus arba molekulas. Jokie mikroskopo patobulinimai čia nieko nepadės, nes šitos ribos pareina nuo šviesos prigimties. Atsiektos šiandien ribos tai yra pusė bangos mėlynosios spektro dalies. 9 § duota formula Abbe $\frac{\lambda}{2\mu \sin \alpha}$ kaipo mažiausias atstumas, per kurį galima matyti mikroskope atskirai du taškus arba du bruožus, Čia μ reiškia lūžimo koeficientą mediumo tarp objekto ir objektyvo ir α reiškia kampą, kurį sudaro spindulių kūgis, išeinąs iš nušviesto taško su objektyvo diametru. Dydį $\mu \sin \alpha$ Abbe vadina sistemos apertūra.

14 §. Eterio prigimtis. Šviesos bangų rūšys. Šviesos polarizacija einant šviesai per turmalino plokštelę. Šviesos polarizacija atspindžiu ir refrakcija. Brewster'io dėsnis. Dvigubas šviesos lūžimas einant šviesai per Islandijos špatą. Izotropiniai ir anizotropiniai kūnai. Šviesos polarizacija dviguba refrakcija. Huyghens'o principo pritaikinimas dvigubam lūžimui. Vienašiai ir dviašiai kristalai ir šviesos bangų forma juose. Kūginė refrakcija. Nikolio prizma. Wollaston'o dviguba prizma. Polarizacijos aparatai. Plonų kristalų plokštelių spalvos polarizuotoje šviesoje. Polarizacijos plokštumos sukimas. Šviesos interferencija einant polarizuotai šviesai sueinančių spindulių kūgiu per plonas kristalų plokšteles. Dangaus spalva. Mitscherlich'o, Soleilio, Laurento ir Lippicho polarimetrai.

Aprašyti anksčiau šviesos interferencijos ir difrakcijos fenomenai gali būti suprasti tiktai žiūrint į šviesą kaipo į periodinio judėjimo išdavą. Tasai periodinis judėjimas, kaip jau mes žinome, skleidžiasi tuštumoje labai dideliu greitumu 3.10^{10} cm. per sekundą. Šituo greitumu tuštumoje skleidžiasi visokio ilgio šviesos bangos. „Bangų mokslo", 6 §, puslap. 50—58 įrodyta, kad visokių periodų bangos homogeniniame mediume turi tą patį greitumą, išreikštą bendra formula $v = \sqrt{\frac{E}{d}}$, kur v reiškia bangų greitumą, E mediumo elastingumo modulį ir d mediumo tankumą. Kadangi bangos

neša su savimi energiją, tai tuščioje erdvėje bangos negalimos, nes bangos negali susidaryti ten, kur nėra sąlygų potencinės ir kinetinės energijos reiškiniams. Kitaip sakant, bangos negali susidaryti ten, kur nėra elastingumo ir inercijos reiškinių. Einant visu mūsų prityrimu, bangų susidarymui reikalingas substratas su elastingumo ir inercijos pažymiais. Todel suprantama, kad šviesos bangų teorija, kuri šiandien fizikoje yra vienas iš tvirčiausiai nustatytų dalykų, galėjo išsiplėsti tik remiantis hipoteza, kad visa erdvė, visi tarpai tarp erdvės kūnų, visi tarpai tarp kūnų molekulų ir atomų pripildyti kontinumo, tolydinio substrato, pasaulinio eterio. Kokios gi bangos, išilgos ar skersos, skleidžiasi tame etere? Prieš atsakant į šitą klausimą visų pirma išspręsime klausimą, ar šviesos bangavimas, perėjęs iš tuštumos arba eterio į įprastą mums permatomą medžiagą, skleidžiasi ten tos medžiagos dalelių vibracijomis, kaip, sakysime garso bangos skleidžiasi išilginėmis oro arba kitos kokios medžiagos dalelių vibracijomis, ar ir permatomoje medžiagoje šviesos bangavimas skleidžiasi toliau per tos medžiagos eterį. Sakysime, kad šviesos bangos išilginės, ir pažiūrėsime, koksai būtų jų greitumas perėjus joms iš tuštumos į stiklą, jeigu stikle tos bangos sklistų toliau stiklo dalelių išilginėmis vibracijomis, kaip sklinda stikle kai kuriais atvejais garso bangos. Stiklo Young'o modulis, išreikštas absolutiniais vienetais, yra lygus $4{,}2.10^{11}$ o stiklo kietumo modulis arba nustūmimo elastingumo modulis yra lygus $1{,}5.10^{11}$. Stiklo gi tankumas yra lygus 2,5. Taigi jeigu šviesos bangos būtų išilginės bangos ir sklistų stikle išilginėmis stiklo dalelių vibracijomis, tai šviesos greitumas stikle būtų $v = \sqrt{\frac{4{,}2.10^{11} + 4/3.\ 1{,}5.10^{11}}{2{,}5}} = 5.10^5$ cm. per sekundą (žiūr. „Bangų mokslo" 6 §, puslap. 54 ir „Garsas", puslap. 143).

Jeigu gi šviesos bangos skersos ir perduodamos stikle skersomis stiklo dalelių vibracijomis, tai tų bangų greitumas stikle būtų $v = \sqrt{\frac{1{,}5.10^{11}}{2{,}5}} = 2{,}8.10^5$ cm.

O iš tikrųjų, kaip mes žinome, šviesos bangos skleidžiasi stikle greitumu 100.000 sykių didesniu kaip nurodyti čia greitumai, nes stiklo lūžimo koeficientas $\mu = 1{,}5 = \frac{v_0}{v}$. Čia v_0 reiškia šviesos greitumą tuštumoje arba etere, o v šviesos greitumą stikle. Taigi $v = \frac{v_0}{1{,}5} = \frac{3.10^{10}}{1{,}5} = 2.10^{10}$ cm. per sekundą. Taigi aišku, kad šviesos bangos, ar jos išilgos, ar jos skersos, skleidžiasi stikle ne stiklo dalelių vibracijomis. Vadinasi, šviesos bangos skleidžiasi stikle per eterį, kuris pripildo tarpus tarp stiklo molekulų ir atomų. Bet jos skleidžiasi ten mažesniu greitumu kaip tuštumoje. Taigi prisieina manyti, kad artimiausiam kontakte su įprastos mums medžiagos dalelėmis, arba mažėja eterio elastingumas, arba didėja eterio tankumas. Mes vėliau pamatysime, kad ir elektromagnetiniams apsireiškimams reikia priimti eterį, kaipo medžiaginį substratą, o iš elektrostatikos reiškinių išeina, kad eteris absoliučiai nesuspaudžiamas. Taigi nėra pagrindo manyti, kad eterio elastingumas arba tankumas artimoje kaimynystėje su priprasta mums materija keičiasi. Bet, antra vertus, sekdami skersų bangų greitumą homogeniniame kietame elastingame mediume su įterptomis į tą mediumą smulkiomis masingomis dalelėmis (žiūr. „Bangų mokslas", 6 §, puslap. 60—65), mes matėme, kad skleidžiantis skersoms bangoms tokiam mediume, bangų greitumas pareina nuo bangų periodo arba nuo jų ilgio, ir kad vadinamasai efektyvus tokio mediumo tankumas del įterptų dalelių, skleidžiantis jame bangoms, didėja, būtent: $\frac{d_1}{d} = 1 + nk\frac{T^2}{T^2 - T_1^2}$. Čia d reiškia eterio tankumą, o d_1 to paties eterio efektyvų tankumą, kada jame yra įterptos pašalietės dalelės ir kada jame skleidžiasi bangos. Vienu žodžiu, bangos skleidžiasi taip, kad, tarytum, elastingo homogeninio mediumo tankumas didėja. O iš tikrųjų didėja bangų kinetinė energija del įterptų pašaliečių dalelių, kurios turi savo laisvus vibracijų periodus, bet kurios priverstos yra vibruoti

periodais bangų, kurios skleidžiasi elastingame mediume. Tos dalelės taip pat prisideda prie mediumo kinetinės energijos padidėjimo, kaip švytuoklė, pakabinta prie judamo taško, didina to taško kinetinę energiją (žiūr. „Bangų mokslo" 2 §). Į stiklą mes ir galime žiūrėti kaip į homogeninį elastingą eterį, į kurį įterptos stiklo medžiagos dalelės. Tuomet pilnai suprantamas šviesos bangų mažesnis greitumas del padidėjimo vadinamojo efektyvaus tankumo eterio, lygiai kaip suprantama, kad įėję į stiklą įvairaus periodo arba ilgio bangos skleisis jau nebevienodu greitumu, kaip tuštumoje, bet įvairiais greitumais.

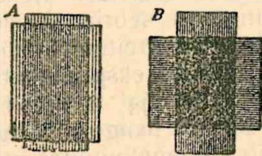
Kad galima būtų pritaikinti bendrą formulą šviesos bangų greitumui etery apskaityti, reikia žinoti eterio elastingumo modulį ir jo tankumą, ir čia jau mes susidursime su griežtai priešingomis fizikų tarpe nuomonėmis. Lordas Kelvinas, remdamasis savo materijos viesulų arba verpetų teorija, prieina prie tos išvados, kad eterio tankumas apytikriai yra apie 5.10^{-18} gramų. Priimdami, kad šviesos bangos yra skersos bangos ir taikindami bendrą formulą šviesos greitumui apskaityti, būtent, $v = \sqrt{\eta/d}$, mes prieisime prie išvados, kad $v^2 = \frac{\eta}{d}$, arba kad $\eta = v^2 d = (3 . 10^{10})^2 . 5 . 10^{-18} = 4500$ absolutiniais vienetais, kaipo eterio kietumo modulis. Tai yra labai mažas dydis, lygus kietumo moduliui silpno skiedinio klijaus vandeny. Toksai mediumas turi mažą išvidinį trynimo koeficientą (mažą pasipriešinimą, nustumiant vienus sluogsnius kitų sluogsnių atžvilgiu) ir tada būtų visiškai suprantama, kad tokiam etery gangreit be jokių kliūčių gali judėti įvairūs kūnai. Mes iš tikrųjų neturime jokių davinių, kad greitumas žemės, planetų ir kitų dangaus kūnų mažėtų, o tai turėtų būti, jeigu pasaulio eteris darytų tam judėjimui kliūčių.

Bet, antra vertus, šiandien mes jau esame gerai pasipažinę su neigiamos elektros atomu, būtent, su elektronu. Kadangi mes skaitome eterį substratu ir visiems elektromagnetiniams reiškiniams, tai į elektroną mums prisieina žiūrėti kaipo į vietinę eterio individualizaciją, kuri vienok savo tankumu nieku nesiskiria nuo neindividualizuotos eterio masės, kaip, sakysime, mazgas virvėj nesiskiria savo tankumu nuo virvės ir skiriasi tik įtempimu. Elektrono masė šiandien yra aiškiai nustatyta, būtent, ji yra lygi apytikriai 10^{-27} gramų. Taip pat nustatytas elektrono diametras, būtent: $3,8.10^{-13}$ cm. Žinant elektrono diametrą galima apskaityti jo užimtas tūris, ir padalinus jo masę iš to tūrio gaunamas elektrono tankumas. Išeina apie 10^{12} gramų. Tai yra tankumas tiek sykių didesnis, kaip švino tankumas, kiek sykių švino tankumas yra didesnis kaip tankumas dujų, praskiestų ligi spaudimo viena milioninė dalis m/m. gyvojo sidabro stulpo Tai yra mums visiškai neįprastas ir nesuprantamas tankumas. Bet reikia atsiminti, kad mes visuomet nustatome tankumą materijos dalelių agregatams, kada tarp tų dalelių mes turime žymiai didesnius tarpus kaip tų dalelių diametrai, ir kad tokio agregato tankumas yra vienas dalykas, o to agregato dalelės tankumas yra visiškai kitas dalykas. Eteris ne agregatas dalelių, bet tolydinė substancija, kontinumas be jokių tarpų tarp jo atskirų dalių. Tokiomis sąlygomis šitas baisus skaičius 10^{12} darosi suprantamas. Bet jeigu priimsime šitą didelį skaičių eterio tankumui, tai reik priimti eterio kietumui arba nustūmimo elastingumo moduliui skaičių 10^{33}—dar baisesnis skaičius. Reikia vienok turėti galvoj, kad einant lordo Kelvino girostatine elastingumo teorija skersos bangos smarkiai sukamame elastingame šniūre skleidžiasi tuo pačiu greitumu, kaip šniūro sukimo greitumas. Šitą išvadą iš Kelvino elastingumo teorijos eksperimentas patvirtina. Taigi galima žiūrėti į elektroną kaipo į eterio individualizaciją ta prasme, kad tai yra verpetas etere tokio greitumo, kuriuo skleidžiasi etere skersos bangos. Jeigu skirti eterio verpetams tokį greitumą, tai einant Kelvino teorija eterio kietumo modulis kaip tik tūri būti lygus 10^{33} absolutinių vienetų. Taigi mes čia turime kiečiausią, absoliučiai kietą medžiagą, kurioje vienok fiziški kūnai slenka, sukasi, svyruoja be jokio pasipriešinimo. Suprantama, kad mūsų protas labai šiaušiasi prieš tokį vaizdą, nes tai nesuderinama su įprastais mums dalykais. Bet reikia atsiminti, kad tankumas ir išvidinis trynimo koeficientas arba pasipriešinimas nustūmimui medžiagos vienų sluogsnių kitų sluogsnių atžvilgiu iš esmės nėra surišti vienas su kitu ir yra du skirtingi dalykai: medžiaga gali būti labai didelio

tankumo ir reikšti labai mažą pasipriešinimą nustūmimui, ir atbulai. Be to, ir su šituo medžiagos pasipriešinimu judėjimams įterptų į ją kūnų mes susiduriame tik tokioje medžiagoje, kuri yra agregatas atskirų dalelių, molekulų, kaip, sakysime, judant kūnams kietuose, skystuose ir dujiškuose kūnuose. Šitomis priprastomis mums sąlygomis, kaip į tai nurodo didelis anglų fizikas Georges Stokes, kietas kūnas, slinkdamas kietoje, skystoje arba dujiškoje medžiagoje nustoja dalies savo energijos, nes tasai kūnas turi atlikti tam tikrą darbą, kad išjudintų savo kilvatere dalis vandens arba dujų, kuriame kietas kūnas slenka, kitaip sakant, suteikti toms dalims tam tikrą kiekį energijos. Bet susidarymas vandens dalelių arba dujų judėjimo slenkančio kieto kūno kilvatere yra netiesioginė išdava išvidinio trynimo tarp skysto arba dujiško kūno dalelių arba skysto arba dujiško kūno klampumo. Šitas klampumas, einant dujų kinetine teorija, yra surištas su molekuline skysčių ir dujų struktūra. Eteris gi yra kontinumas be jokių tarpų. Vadinasi, kalbėti apie jo molekulinę struktūrą, anot Stokeso ta pačia prasme, kaip mes kalbame apie molekulinę struktūrą priprastos mums medžiagos, mes neturime jokio pagrindo, ir todel reikalingas tam tikras atsargumas sprendžiant apie eterio klampumą, išeinant iš molekulinės materijos struktūros. Tikra eterio struktūra mums dar šiandien nežinoma, ir todel galimas daiktas, kad toje nežinomoje struktūroje kieti kūnai gali judėti be kokio pasipriešinimo, nepaisant didelio tankumo ir didelio kietumo modulio, kuriuos reikia skirti eteriui, remiantis elektrono konstantomis.

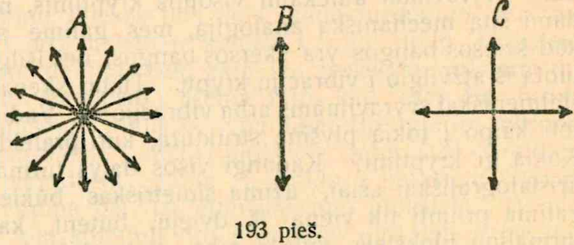
Pažiūrėsime dabar, kokios rūšies yra šviesos bangos, kurios skleidžiasi etere, išilgos ar skersos? Huyghens'as ir Young'as buvo tos nuomonės, kad šviesos bangos yra išilgos bangos. Anksčiau aprašyti interferencijos ir difrakcijos fenomenai visiškai nepareina nuo to, ar mes turime darbo su išilgomis ar su skersomis bangomis, ir todel tie fenomenai neįgalina išspręsti klausimo apie šviesos bangų rūšį. Fresnelis buvo kitos nuomonės, būtent, jis manė, remdamasis kai kuriais šviesos ypatumais, apie kuriuos teks dabar kalbėti, kad šviesos bangos yra skersos bangos. Bet akivaizdoje augščiau išdėstytų prieštaraujančių eterio savumų, o visų pirma akivaizdoje to fakto, kad eteris nesudaro jokių kliūčių fiziškų kūnų judėjimams, Fresnelis, išsprendęs interferencijos ir difrakcijos problemas ir turėdamas pakankamai įrodymų, kad šviesos bangos yra skersos bangos, ilgai manė, kad esą negalima skelbti savo tyrinėjimų vaisių. Bet kada Young'as paskelbė savo šviesos bangų teoriją, tai tada ir Fresnelis buvo priverstas paskelbti savo gausingų ir tikslių eksperimentų vaisius ir savo pažiūras apie šviesos prigimtį.

Rusijoje, Uralo srityje, ir Brazilijoje randasi brangus mineralas turmalinas, tai yra silikatas, kuris kristalizuojasi heksagonalėje sistemoje, sudarydamas gražius šešiašonius stulpus. Brazilijos katalikų vyskupai nešioja žiedus iš to brangaus mineralo. Išpiovę iš to kristalo plokštelę lygiagretiškai kristalo kristalografiškai ašiai ir žiūrėdami pro ją į dienos šviesą, mes pastebėsime, kad tas kristalas pereinamoje šviesoje atrodo gelsvai žalsvas arba tamsiai žalsvas. Vadinasi, jis absorbuoją dalį šviesos ir kiek geriau praleidžia žalią spektro dalį. Tarp ko kito spalva tokių plokštelių pereinamoje šviesoje būna gan įvairi. Bet nieko kita ypatinga, turėdami vieną plokštelę, nepastebėsime. Paėmus kitą tokią pat plokštelę, sudėjus jas taip, kad kristalografiškos ašys būtų lygiagretės, (192 pieš. A), irgi nieko ypatinga neapsireiškia, tik šviesa darosi dar kiek silpnesnė del padidėjusios absorbcijos, einant šviesai pro storesnį sluogsnį (pro dvi plokšteles). Jeigu dabar sukti vieną iš sudėtų tokiu būdu plokštelių apie matymo liniją kaipo apie ašį, tai šviesa silpnėja ir visiškai išnyksta, kada kristalografiška sukamos plokštelės ašis užims statmenišką būklę iš atžvilgio į kristalografišką kitos plokštelės ašį, kaip rodo 192 pieš. B. Apie tokią plokštelių būklę sakoma, kad jos sukryžiuotos ir tada jos visiškai nepraleidžia šviesos. Sukant toliau vėl pasirodys šviesa, iš pradžios silpna, ir mes pasieksime maksimum šviesos tada, kada sukama plokštelė bus pasukta kampu 180^0 ir, vadinasi, kada vėl sukamos plokštelės ašis bus orientuota lygiagretiškai kitos plokštelės ašiai. Kada sukama plokštelė bus pasukta kampu 270^0, plokštelės vėl



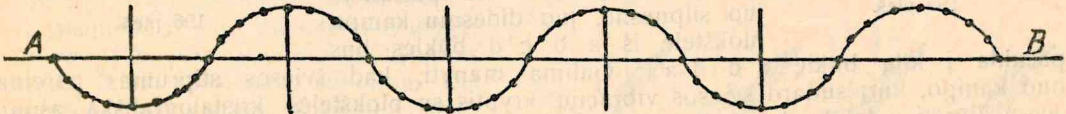
192 pieš.

bus sukryžiuotos ir nepraleis šviesos, ir pagaliau grįžus sukamai plokštelei į pirmutinę būklę (pasisukus jai kampu 360°) vėl turėsime maksimumą šviesos. Taigi išeina taip, kad paprastos šviesos spindulys arba, geriau sakant, natūralus šviesos spindulys išeina vienodai pro turmalino plokštelę, išpiautą lygiagretiškai turmalino kristalografiškai ašiai, užimant tos plokštelės ašiai būkles, pažymėtas 193 piešiny A linijomis su iešmomis. Čia šviesos spindulys eina kryptimi statmeniškai popieriaus plokštumai. Bet perėjus šviesos spinduliui pro turmalino plokštelę keičiasi jo būdas, nes pro kitą turmalino plokštelę tas spindulys pereina tik tada, kada ta kita plokštelė pastatyta taip, kad, sakysime jos ašis eina lygiagretiškai krypčiai B 193 piešinio. O kada antrosios turmalino plokštelės ašis patalpinta statmeniškai krypčiai B (žiūr. 193 pieš. C), tai šviesos spindulys nepereina pro šitą plokštelę. Vadinasi, perėjęs pro vieną turmalino plokštelę natūralus spindulys darosi kaip ir vienpusiškas, nes jis nevienodai atrodo žiūrint į jį iš įvairių pusių, tuo tarpu natūralus šviesos spindulys atrodo vienodas žiūrint iš visų pusių Newton'ui šitas vienpusiškumas šviesos spindulių kai kuriais atvejais buvo žinomas, ir jis pavadino tokius spindulius polarizuotais, manydamas, kad korpuskulos, kurios sudaro tokius spindulius, turi polius arba ašigalius, kuriuos nevienodai veikia kristalų plokštelės nelyginant kaip magneto poliai nevienodai veikia kitą magnetinį polį. Vadinas, nuo Newton'o, laikų kalbama apie šviesos polarizaciją, ir perėjus natūraliam spinduliui pro turmalino plokštelę, mes turime polarizuotos šviesos spindulį.



193 pieš.

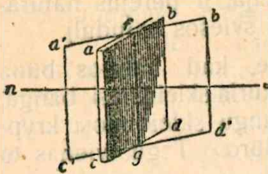
Kad geriau suprastume polarizacijos fenomeną, atsiminsime, kad bangos būna išilgos, kada dalelės svyruoja, arba vibruoja, ta pačia kryptimi, kuria skleidžiasi banga, arba skersos, kada dalelės svyruoja, arba vibruoja statmenai, bangų skleidimosi krypčiai. 194 piešinys atvaizduoja skersus svyravimus lankstaus šniūro. Tegu vienas to



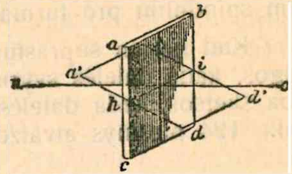
194 pieš.

šniūro galas B bus prikabintas prie sienos. Kitam jo galui A mes galime suteikti svyravimus bet kurioje plokštumoje. Galime pagaliau sukant galą A šniūro dalelėms suteikti judėjimus ratais. Iš „Bangų mokslo" 1 § mes jau žinome, kad du paprasti harmoningi švytavimai statmeniškai vienas kitam, kurie skiriasi fazėje per $\frac{\pi}{2}$, sudedant juos duoda judėjimą ratu, ir atbulai, judėjimą ratu galima visuomet pakeisti dviem paprastais harmoningais švytavimais statmeniškai vienas kitam. Taigi paėmę ekraną su išilgu plyšiu ištempę sniūro galą A per šitą plyšį ir suteikę tam galui judėjimą ratu ligi plyšio, mes turėsime cirkularines bangas arba šniūro dalelių judėjimus ratais. Bet už plyšio dalelių svyravimai vyks tik išilgai plyšio. Jeigu plyšys bus patalpintas vertikaliai, tai mes turime šniūro dalelių svyravimus vertikaliai, kaip rodo 193 piešinys. Jeigu plyšys bus patalpintas gulsčiai, tai judėjimai dalelių bus gulsčia linija. Jeigu plyšys bus patalpintas nuožulniai, tai kiekviena statmeniška komponenta judėjimo ratu duos komponentą išilgai tos nuožulnios linijos ir už plyšio šniūro dalelės švytuos nuožulnia linija. Taigi už plyšio mes turėsime švytavimus arba vibracijas tik vienoje plokštumoje, tuo tarpu prieš plyšį tie švytavimai vyks įvairiomis plokštumomis. Jeigu mes paimsime du plyšius ir pro juos abudu išversime šniūro galą A, tai, patalpinus, sakysime, abudu ply-

šius vertikaliai arba gulsčiai, šniūro dalelių svyravimai bus arba vertikalūs arba gulsti, perėjus pro pirmąjį plyšį, ir pereis pro antrąjį plyšį. Bet jeigu abudu plyšiai sukryžiuoti, tai, sakysime, vertikalūs svyravimai, praleisti pirmojo plyšio, bus sulaikyti gulsčiai pastatyto antrojo plyšio ir už antrojo plyšio šniūro judėjimo nebebus. Šniūras atrodys už to plyšio kaip tiesiai ištiesta linija. Polarizuoto spindulio judėjimai yra panašūs į judėjimus lankstaus šniūro, perėjusio pro plyšį: jie vyksta tik vienoje plokštumoje, kuri vadinasi polarizacijos plokštuma, tuo tarpu natūralaus spindulio vibracijos vyksta įvairiose plokštumose statmeniškai spindulio krypčiai, bet taip, kad svyravimų kryptis nuolat keičiasi, sakysime, per mažą sekundos dalį natūralaus spindulio svyravimai atliekami visomis kryptimis, nurodytomis 193 pieš. A. Vadinas, imdami šitą mechanišką analogiją, mes galime suprasti šviesos polarizaciją tik priėmę, kad šviesos bangos yra skersos bangos, nes išilgos bangos pereis pro plyšį bet kaip orientuotą iš atžvilgio į vibracijų kryptį. Tiktai skersas bangas gali sulaikyti plyšys, pastatytas statmeniškai svyravimams arba vibracijoms. Vadinasi, į turmalino plokštelę mes galime žiūrėti kaipo į tokią plyšinę struktūrą, kuri praleidžia šviesos vibracijas tik viena kryptimi. Kokia gi kryptimi? Kadangi visos dalys turmalino plokštelės, išpjautos lygiagretiškai kristalografiškai ašiai, užima simetriškas būkles iš atžvilgio į kristalografišką ašį, tai galima priimti tik viena iš dviejų, būtent, kad šviesos vibracijos, kurias praleidžia turmalino plokštelė, vyksta arba statmeniškai tos plokštelės ašiai arba lygiagrečiai tai ašiai (išilgai tos ašies). Išspręsti šitą klausimą galutinai eksperimentu su dviem turmalino plokštelėm negalima, bet vis delto galima bent spėti, kuria kryptimi vyksta tie svyravimai remiantis sekančiu eksperimentu. Tegu šviesos spindulys (normalus) eina kryptimi n o per turmalino plokštelę a b c d, patalpintą taip, kad jos ašis f g sudaro tiesų kampą su spindulio kryptimi n o (žiūr. 195 pieš.). Žiūrėdami pro šitą plokštelę išilgai n o ir sukdami ją apie ašį f g, mes jokių atmainų šviesoje nepastebėsime. O jeigu tą pačią plokštelę suksime apie liniją h i, statmeniškai ašiai, kaip rodo 196 piešinys, tai šviesa pasidarys juo silpnesnė, juo didesniu kampu plokštelė iš a b c d būklės bus pasukta į kitą būklę a d' d a'. Galima manyti, kad šviesos stiprumas pareina nuo kampo, kurį sudaro šviesos vibracijų kryptis su plokštelės kristalografiška ašimi. Jeigu žiūrėti į dalyką taip, tai aišku, kad svyravimai statmeniškai ašiai f g (skersai ašies) nebus paliesti nei sukant plokštelę apie ašį f g, nei sukant ją apie ašį h i, statmeniškai kristalografiškai ašiai. Bet jeigu priimti, kad šviesos spindulio n o svyravimai vyksta išilgai turmalino ašies, tai aišku, kad tie svyravimai nebus paliesti sukant turmalino plokštelę apie ašį f g ir bus paliesti sukant turmalino plokštelę apie ašį h i, nes tų svyravimų komponenta išilgai kristalografiškos ašies mažės juo labiau, juo didesniu kampu bus pasukta plokštelė apie ašį h i. Taigi iš šito eksperimento su gan dideliu tikrumu galima spėti, kad natūralus šviesos spindulys, patekęs į turmalino plokštelę, polarizuojamas ta prasme, kad jo vibracijos vyksta tik išilgai plokštelės kristalografiškos ašies.



195 pieš.

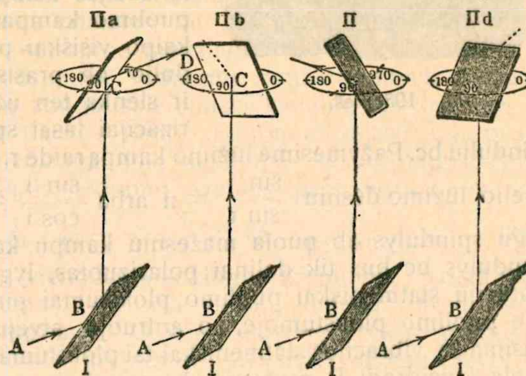


196 pieš.

Šitas eksperimentas, lygiai kaip ir eksperimentas su dviem turmalino plokštelėm, rodo į tai, kad šviesos vibracijos yra skersos vibracijos. Dalykas tas, kad jeigu šviesos vibracijos būtų išilgos vibracijos, tai tokios vibracijos pereitų ir per vieną ir pro kitą turmalino plokštelę vis tiek, kaip tos plokštelės būtų pastatytos viena kitos atžvilgiu, nes išilginių bangų spindulio struktūra yra vienoda iš visų pusių. Taigi jeigu šviesos bangos būtų išilgos, tai sukryžiavę dvi turmalino plokšteles mes nebeturėtumėm patamsio. Bet jeigu polarizuotas šviesos spindulys susideda iš skersų vibracijų, tai ir natūralus šviesos spindulys gali būti sudarytas tik iš skersų vibracijų. Eksperimentas rodo, kad natūralus šviesos spindulys gali būti visuomet išskaidytas į du vienodo stiprumo spindulius, bet polarizuotus statmeniškai vienas kitam, ir atbulai, iš tokių dviejų

polarizuotų spindulių galima sudaryti vienas spindulys, kuris nieku nesiskiria nuo natūralaus spindulio. Taigi šiandien ir žiūrima į natūralų šviesos spindulį kaipo į tokį, kurio skersų vibracijų kryptis nuolat keičiasi ir labai greitai.

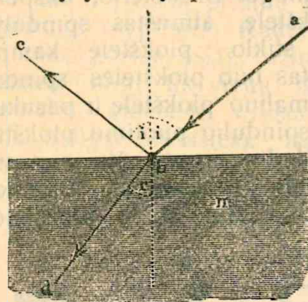
1808 metais Malus pastebėjo, kad atmuštas nuo stiklo plokštelės spindulys darosi vienpusiškas ta prasme, kad antrą sykį atmušti toks spindulys galima ne bet kuria kryptimi. Taip pat žiūrint į tokį atmuštą nuo stiklo plokštelės spindulį pro turmalino plokštelę ir sukant šitą plokštelę jos plokštumoje apie spindulį, kaipo apie ašį, šviesa čia silpnės, čia stiprės. Vienok nėra tokios būklės, kad šviesa visiškai išnyktų. Maksimum šviesos bus tada, kada turmalino kristalografiška ašis bus orientuota statmeniškai spindulio puolimo plokštumai, ir minimum šviesos bus tada, kada turmalino ašis bus spindulio puolimo plokštumoje. Taigi aišku, kad ir atmuštas nuo stiklo plokštelės spindulys yra polarizuotas spindulys bent dalinai, nes, kaip jau pasakyta, sukdami turmalino plokštelę, mes negauname pilno patamsio. Išeina taip, kad mes čia turime polarizuotos ir nepolarizuotos šviesos mišinį. Malus'o, ypatingai Brewsterio, eksperimentai parodė, kad puolant šviesai normaliai į stiklo plokštelę, atmuštas spindulys visiškai nepolarizuotas. Bet jeigu spindulys puola į stiklo plokštelę kampu 57⁰, kitaip sakant, su plokštele sudaro kampą 33⁰, tai atmuštas nuo plokštelės spindulys yra visiškai polarizuotas. Žiūrint į tokį spindulį pro turmalino plokštelę ir pasukus tą plokštelę taip, kad jos ašis būtų orientuota statmeniškai spindulio puolimo plokštumai, mes, kaip jau pasakyta, turėsime maksimum šviesos. Vadinasi, atmušto nuo stiklo plokštelės spindulio vibracijos vyksta statmeniškai puolimo plokštumai. Prie tos pačios išvados galima prieiti atmušant antrą sykį spindulį nuo kitos stiklo plokštelės (žiūr. 197 pieš.). Stiklo plokštelės imamos šitiems eksperimentams iš tamsaus stiklo arba aptraukiant jas iš vienos pusės juodais dažais, kad būtų pašalintas atspindis nuo antrojo stiklo plokštelės paviršiaus. Jeigu antroji stiklo plokštelė patalpinta lygiagretiškai pirmajai, kaip rodo II a 197 piešinio, tai spindulys AB, atsimušęs nuo plokštelės B, atsimuša ir nuo plokštelės C išilgai linijos CD. Čia puolimo plokštumos abiem stiklo plokštelėm sutampa. Bet pasukus antrąją stiklo plokštelę C kampu 90⁰, kaip rodo II b 197 pieš., šita antroji plokštelė nebeatmuša spindulio BC, ir šviesą išnyksta. Dabar puolimo plokštuma spindulio AB stiklo plokštelėje A ir puolimo plokštuma spindulio BC stiklo plokštelėje C orientuotos statmeniškai viena kitai. Tikriausiai galima skaityti, kad vibracijos puolimo plokštumoje duos užvis didesnę komponentą statmeniškai veidrodžio plokštumai ir prasiskverbs į veidrodžio medžiagą, tuo tarpu svyravimai statmeniškai puolimo plokštumai duos komponentą išilgai veidrodžio plokštumos ir todel bus atmušti. Taigi svyravimai statmeniškai plokštumai ABC (II b 197 pieš.) bus plokštumoje BCD, ir todel jų neatmuš veidrodis C, bet praleis. Bet pasukus tą veidrodį C į būklę, pažymėtą II c, vadinasi, pasukus kampu 180⁰ iš atžvilgio į jo pirmutinę būklę, jis atmuš spindulį BC, ir mes turėsime šviesą, nes dabar vėl puolimo plokštumos veidrodžių B ir C sutampa. Pasukus toliau į būklę II d, vadinasi, kampu 270⁰ iš atžvilgio į pirmutinę būklę, mes vėl turėsime patamsį ir t. t.



197 pieš.

Toksai atmušto spindulio elgesys aiškiai rodo, kad šviesos bangos yra skersos bangos, nes jeigu jos būtų išilgos bangos, tai jos atsimuštų nuo antrojo veidrodžio C bet kurioje to veidrodžio būklėj iš atžvilgio į veidrodį B. Taigi atmuštas nuo stiklo plokštelės arba veidrodžio šviesos spindulys polarizuotas, ir šito spindulio atsimušimą arba neatsimušimą nuo antrojo veidrodžio galima už vis lengviau suprasti, priėmus,

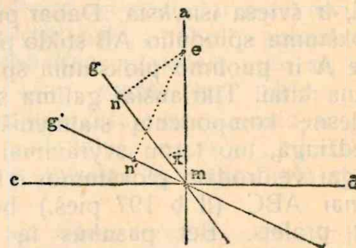
kad atmušto spindulio vibracijos vyksta plokštumoje statmeniškai puolimo plokštumos ABC. Pagaliau, kadangi iš dviejų vienodo stiprumo polarizuotų statmeniškai vienas kitam spindulių galima sudaryti normalus šviesos spindulys, ir atbulai, normalus šviesos spindulys galima išskaidyti į du statmeniškai vienas kitam polarizuotus spindulius, tai eksperimentas su dviem veidrodžiais rodo, kad puolanti į veidrodį B šviesa pasidalina į dvi komponentas taip, kad vienos komponentos vibracijos vyksta lygiagretiškai atmušančiam paviršiui, o kitos komponentos statmeniškai atmušančiam paviršiui. Taigi pirmoji komponenta atmušama, o antroji komponenta prasiskverbia į stiklo plokštelę arba veidrodį. Vadinasi, užlūžęs stiklo plokštelėje spindulys irgi polarizuotas, tiktai jo polarizacijos plokštuma, arba tiksliau—jo vibracijų plokštuma, sutampa su lūžimo plokštuma arba su puolimo plokštuma. Vienu žodžiu, tos vibracijos vyksta lūžimo arba puolimo plokštumoje. Kaip jau mes matėme, stiklui yra tam tikras puolimo kampas, būtent, 57°, esant kuriam atmuštas spindulys visiškai polarizuotas ir, vadinasi, prasiskverbęs į stiklą spindulys irgi visiškai polarizuotas tiktai statmeniškai atmuštam spinduliui. Šitas kampas vadinasi polarizacijos kampas. Brewsteris savo tyrinėjimais parodė, kad šitas polarizacijos kampas pareina nuo medžiagos lūžimo koeficiento, būtent, šito kampo tangentė yra lygi medžiagos lūžimo koeficientui. Šitas santykis žinomas optikoje kaipo Brewster'io dėsnis, ir iš jo išeina, kad visiškai polarizuotas atmuštas spindulys ir atitinkąs jį užlūžęs spindulys sudaro tiesų kampą, kaip rodo 198 piešinys. Pažymėsime polarizacijos kampą bet kuriai medžiagai raide i. Tai bus puolimo kampas normalaus spindulio ab, kuris atsimuša kaipo visiškai polarizuotas spindulys bc. Kita dalis spindulio ab prasiskverbia į medžiagą lūžimo koeficiento n ir slenka ten užlūžusiu spinduliu bd. Esant visiškai polarizacijai tasai spindulys bd sudaro tiesų kampą su atmuštu spinduliu bc. Pažymėsime lūžimo kampą raide r. Tad iš figūros aišku, kad $i + r = 90^0$, o einant



198 pieš.

Snelio lūžimo dėsniu $\frac{\sin i}{\sin r} = n$ arba $\frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i = n$, nes čia $\sin r = \cos i$. O jeigu spindulys ab puola mažesniu kampu kaip šitas polarizacijos kampas, tai atmuštas spindulys bc bus tik dalinai polarizuotas, lygiai kaip ir užlūžęs spindulys bd, nes prie vibracijų statmeniškai puolimo plokštumai pirmuoju atveju bus prisimaišę vibracijos toje puolimo plokštumoje, o antruoju atveju prie vibracijų lūžimo plokštumoje bus prisimaišę vibracijos statmeniškai tai plokštumai. Taigi kada spindulys AB (žiūr. 197 pieš.) puola į veidrodį B mažesniu kampu kaip polarizacijos kampas, tai sukant veidrodį C mes neturėsime visiško šviesos panaikinimo, o tiktai būklėje veidrodžio C 90° ir 270° iš atžvilgio į veidrodį B mes turėsime šviesos minimumą.

Aparatas iš dviejų stiklo plokštelių vadinasi polarizacijos aparatas. Geriausia imti tas plokšteles tamsias. Plokštelė B arba veidrodis B (žiūr. 197 pieš.) vadinasi polarizatorius todel, kad atmuštas nuo to veidrodžio B spindulys bus visiškai polarizuotas, jeigu jis puola į tą veidrodį polarizacijos kampu. Kitas veidrodis C vadinasi analizatorius, nes pasukę tą veidrodį C į tokią būklę, kurioje jis nebeatmuša spindulio BC, atmušto nuo veidrodžio B, mes nustatysime šito spindulio BC polarizacijos plokštumą ir aplamai mes tuo antruoju veidrodžiu C nustatysime, ar šviesos spindulys polarizuotas, ar ne Vadinasi, mes tuo veidrodžiu C kaip ir analizuojame šviesos spindulį ir todel jis ir vadinasi analizatorius. Jeigu vibracijos polarizuoto spindulio vyksta kryptimi ma ir tų vibracijų amplitūda yra lygi me = A, tai pastačius analizatorių kryptimi cd, vadinasi, statmeniškai me, šviesa nebus atmušama (žiūr. 199 pieš.). Kitaip

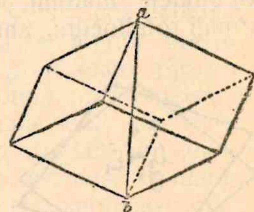


199 pieš.

sakant, komponenta svyravimų me = A, lygiagrečiai kryptimi cd, bus lygi nuliui. O jeigu analizatorius pastatytas kryptimi gm arba gm', tai komponenta svyravimų me = A vienu atveju bus nm = A cos x, o kitu atveju n'm = A cos y, jeigu kampą tarp polarizuoto spindulio vibracijų krypties ir analizatoriaus krypties pažymėsime iš eilės x ir y.

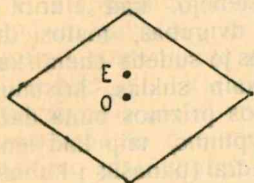
1669 metais Danijos mokslininkas Erasmus Bartholinus pastebėjo, kad žiūrint į nušviestą objektą per Islandijos špato kristalą, objektas atrodo dvigubas, matosi du vaizdai to paties objekto. Islandijos špatas, kitaip kalkio špatas, nes jo sudėtis chemiškai yra tokia kaip kalkio akmens sudėtis, sudaro gražius, skaidrius, kaip stiklas, kristalus heksagonalios sistemos taisyklingų šešiašonių prizmų pavidalu. Tos prizmos būna dažnai gan didelės ir skaldosi labai gražiai trimis pagrindinėmis kryptimis, taip kad lengva atskelti nuo tokių prizmų gražūs šešiašoniai taisyklingi romboedrai (panašūs į kubus, tik su šonais iš rombų, o ne iš kvadratų, kaip kubo šonai). Erasmus Bartholinus konstatavo, kad einant šviesos spinduliui pro tokį kristalą, tasai spindulys pasidalina į du, kurie užlūžta įvairiais kampais, taip kad mes čia turime dvigubą šviesos užlūžimą ir kaipo išdavą matome to paties objekto du vaizdus. Islandijos špatas kitados buvo randamas gan gausiai Islandijoje ir buvo eksportuojamas Europon optiškiems reikalams. Šiandien kiekis to gražaus mineralo Islandijoje sumažėjo, ir todel šiandien visi optikos aparatai, kuriems reikalingas Islandijos špatas, yra gan brangūs. Vėlesnių tyrinėjimų buvo konstatuota, kad visi kristalai, išėmus tik kristalus taisyklingos sistemos, laužia šviesą dvigubai. Einant šviesos bangų teorija tai reiškia, kad šviesos greitumas tokiuose kristaluose dviem kryptimis nevienodas, tuo tarpu kristaluose taisyklingos sistemos visomis kryptimis yra tas pats. Mes kalbame apie kristalų optišką elastingumą įvairiomis kryptimis ir tokią medžiagą arba tokius kristalus, kur tas elastingumas yra vienodas visokiomis kryptimis, mes vadiname izotropine medžiaga. O tokius kristalus, kur optiškas elastingumas pareina nuo krypties, mes vadiname anizotropiniais kristalais. Atsimindami tai, kas pasakyta apie skersų bangų skleidimąsi kietame elastingame mediume, į kurį įterptos pašalinės masingos dalelės (žiūr. „Bangų mokslas“ 6§, puslap. 60, 61), mes galime skaityti izotropine medžiaga tokį mediumą su įterptomis dalelėmis, kur elastingumas ryšių tarp tų dalelių ir mediumo yra tas pats visokiomis kryptimis. Tada einant lygtimi $\frac{V_0^2}{V^2} - 1 = n_1 k_1 \cdot \frac{T^2}{T^2 - T_1^2} + n_2 k_2 \cdot \frac{T^2}{T^2 - T_2^2} + \ldots$ skersų bangų greitumas V bus tokiam mediume vienodas visokiomis kryptimis. Tokią būklę mes turime kristaluose taisyklingos sistemos, nes čia įterptų dalelių laisvų švytavimų periodai yra tie patys įvairiomis kryptimis. O jeigu elastingi ryšiai įterptų dalelių su mediumu yra nevienodi įvairiomis kryptimis, sakysime, dviem kryptimis, tai tų dalelių laisvų švytavimų periodai bus nevienodi dviem kryptimis, ir einant viršum duota lygtimi bangų greitumas dviem kryptimis bus nevienodas. Tokią būklę mes turime kristaluose kvadratinės, heksagonalės, rombiškos, monoklininės ir triklininės sistemų. Tai yra anizotropiniai kristalai.

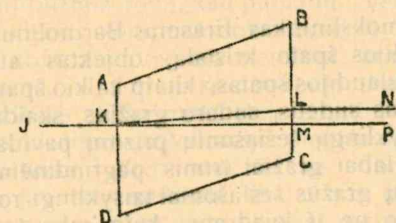
Grįšime dabar prie kristalo (romboedro) Islandijos špato, kurį atvaizduoja 200 piešinys. Šito kristalo rombai sudaro kampus apskritai 102° ir 78°. Be to, du diametrialiai priešingi kieti arba erdviniai kampai a ir b. sudaryti trijų lygių dvišonių kampų po 102°. O kiti romboedro kieti arba erdviniai kampai sudaryti vieno dvišonio kampo 102° ir dviejų lygių dvišonių kampų po 78°. Linija, jungianti abudu kietus arba erdvinius kampus a ir b, sudarytus trijų lygių dvišonių kampų, vadinasi pagrindinė kristalo ašis, nes visos kristalo dalys, plokštumos, briaunos, kampai, yra simetriškai orientuotos iš atžvilgio į šitą linija ab. Šita ašis laikoma ir pagrindine ašimi optikos atžvilgiu. Plokštuma, nutiesta per šitą ašį arba per liniją lygiagretiškai tai ašiai, yra pagrindinis kristalo pjūvis. Žiūrėdami pro tokį romboedrą į nušviestą objektą ir laikydami šoną romboedro, pro kurį žiūrima taip, kad jis sudarytų tiesų kampą su kryptimi, kuria mes žiūrime, mes pamatysime du objekto vaizdus, kaip rodo 201 piešinys. Tame piešinyje parodytas tik



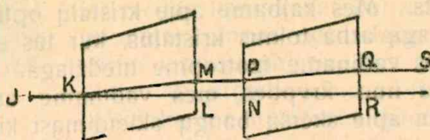
200 pieš.

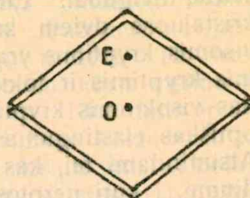
vienas romboedro šonas, artimiausias akiai. Abudu vaizdai pažymėti taškais O ir E. Linija, jungianti tuos vaizdus O ir E, randasi pagrindinėje plokštumoje arba pagrindiniam kristalo pjūvy. Ta linija eina lygiagretiškai pagrindinei ašiai arba čia trumpajai rombo diagonalei. Sukdami kristalą apie liniją, kurią mes žiūrime į objektą, kaipo apie ašį, mes pastebėsime, kad vaizdas O pasilieka vietoje, o vaizdas E sukasi apie vaizdą O ratu, pasilikdamas vienok visą laiką ant trumpos rombo diagonalės. Tegu ABCD reiškia pagrindinį romboedro pjūvį, kuriame randasi abudu vaizdai O ir E, ir tegu objektas, į kurį žiūrima, randasi to piūvio plokštumoje (žiūr. 201 pieš.). Tegu spindulys JK puola normaliai į šoną AD taške K. Kadangi vaizdas O sukant rombą pasilieka vietoje, tai reiškia, kad spindulys KP, kuris sudaro šitą vaizdą O, pereina pro rombą nemainydamas savo krypties. O spindulys KL, kuris sudaro vaizdą E, keičia savo kryptį eidamas pro rombą, nes jo sudarytas vaizdas E sukasi apie JP kaipo apie ašį, sukant rombą. Vadinasi, tas spindulys eina laužta linija KLN, bet taip, kad išėjęs iš rombo jis eina linija LN, lygiagrete linijai MP. Taigi aišku, kad spindulys KM, kuris sudaro vaizdą O, seka Snellio lūžimo dėsniu, nes jo lūžimo koeficientas nepareina nuo puolimo kampo. Todel šitas spindulys vadinasi paprastas arba ordinarinis spindulys, ir jo sudarytas vaizdas O (P) vadinasi paprastas arba ordinarinis vaizdas. O spindulio KL lūžimo koeficientas pareina nuo puolimo kampo. Taigi tam spinduliui negalioja Snellio lūžimo dėsnis, ir todel tas spindulys vadinasi nepaprastas, arba ekstraordinarinis, spindulys ir jo sudarytas vaizdas E (N) vadinasi nepaprastas arba ekstraordinarinis vaizdas. Lūžimo koeficientas ordinariniam spinduliui yra $\mu_o = 1{,}6585$, o ekstraordinariniam spinduliui lūžimo koeficientas μ_e svyruoja tarp 1,4865 ir 1,6585.





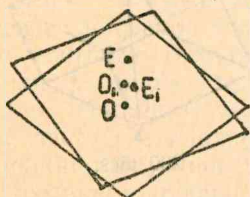
201 pieš.





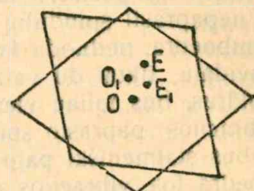
202 pieš.

Žiūrint į nušviestą objektą per du Islandijos špato romboedrus, tam tikroje ramboedrų būklėje matomi keturi vaizdai, nes nuo kiekvieno vaizdo, kurie matomi pro pirmąjį romboedrą, antrasai romboedras sudaro po du vaizdus. Bet tie keturi vaizdai paprastai būna nevienodai nušviesti, ir yra tokių romboedro buklių, jog iš tų keturių vaizdų išnyksta du ir net trys. Paėmus du romboedrus ir pastačius juos taip, kad jų pagrindinės plokštumos arba pagrindiniai pjūviai būtų lygiagrečiai, kaip rodo 202 piešinys, paprastas spindulys JLNR pareina per antrąjį ramboedrą neatsilenkdamas nuo savo pirmutinės krypties. O nepaprastasis spindulys KM eina pro antrąjį romboedrą išilgai linijos PQ lygiagretiškai spindulio krypčiai pirmajame romboedre. Taigi kada abudu romboedrai vienodai stori perėjus abiems spinduliams pro abudu romboedrus, atsilenkimas tarp jų darosi dusyk didesnis; tatai matyt iš kairės 202 piešinio pusės. Iš dešinės to paties piešinio pusės parodyti lygiagrečiai abiejų romboedrų paviršiai ant jų galų ir dvigubai didesnis atstumas OE tarp paprasto ir nepaprasto vaizdo, kaip 201 pie-



203 pieš.

šiny. Pasukę dabar nedideliu kampu romboedrą arčiau nuo akies apie neatlenktą paprastą spindulį, kaipo apie ašį, o tolimesnį nuo akies romboedrą paliekant nejudomą, mes pamatysime keturius vaizdus, kaip rodo 203 piešinys Paprastas vaizdas O pasilieka vietoje, nepaprastas vaizdas E atsitolina smarkiau nuo vaizdo O, ir abudu tie vaizdai O ir E darosi silpniau nušviesti. Tarp tų dviejų vaizdų pasirodo du nauji vaizdai, paprastas O, ir nepaprastas E, irgi silpnai nušviesti. Konfigūracija tų keturių vaizdų OO, EE, sudaro paralelogramą, kurio šonai yra lygiagrečiai pagrindiniams pjūviams abiejų romboedrų. 204 piešinys rodo tokią buklę, kada antrasai romboedras arčiau nuo akies pasuktas taip, kad jo pagrindinė plokštuma sudaro kampą 45^0 su tolimesnio nuo akies romboedro pagrindine plokštuma. Tada mes turime irgi keturius vaizdus, bet visi tie vaizdai vienodai nušviesti. Sukant antrąjį romboedrą toliau, vaizdai O ir E silpnėja, vaizdai gi O_1 ir E_1 stiprėja, ir pagaliau kada antrasai romboedras bus pasuktas kampu 90^0 iš atžvilgio į pirmąjį romboedrą, vaizdai O ir E visiškai išnyksta ir pasilieka tik vaizdai O_1 ir E_1. Sukant toliau, perėjus per kampą 90^o, vaizdai O ir E vėl pasirodo ir ima stiprėti, tuo tarpu vaizdai O_1 ir E_1 ima silpnėti. Pasiekę kampą 135^0 mes vėl turime keturius vienodai nušviestus vaizdus. Pagaliau pasiekus kampą 180^0, vadinasi, pasiekus vėl tokią būklę, kada abiejų romboedrų pagrindinės plokštumos arba pagrindiniai pjūviai yra lygiagrečiai, vaizdai O_1 ir E_1 išnyksta, o vaizdai O ir E, pasiekę savo pirmutinį intensingumą, susilieja į vieną vaizdą, taip kad šitoj būklėj tėra tik vienas vaizdas. Sukant toliau nuo 180^0 ligi 360^0 atsikartoja tai, kas čia aprašyta, tik atžagariai. Iš aprašyto čia fenomeno išeina kad paprastas spindulys, perėjęs pro pirmąjį tolimesnį nuo akies romboedrą, išsiskaido eidamas per antrąjį romboedrą, artimesnį nuo akies, į du spindulius, vieną paprastą O ir kitą nepaprastą E_1. Taip pat nepaprastas spindulys E_1, perėjęs per pirmąjį romboedrą eidamas per antrąjį romboedrą, išsiskaido į du spindulius: vieną paprastą O_1 ir kitą nepaprastą E. Kyla klausimas, nuo ko pareina čia spindulių (vaizdų) intensingumo variacijos? Į šitą klausimą galima duoti aiškų atsakymą priėmus, kad šviesos bangos yra skersos bangos ir remiantis tuo faktu, kad abudu spinduliai, paprastas ir nepaprastas, yra visiškai polarizuoti statmeniškai vienas kitam, perėję pro Islandijos špato romboedrą Šitas faktas išeina iš šių tyrimų. Gausime ekrane pro apskritą nušviestą skylę du vaizdus pro Islandijos špatą, paprastą ir nepaprastą. Tarp skylės ir Islandijos špato romboedro patalpinsime turmalino plokštelę, išpjautą lygiagretiškai turmalino kristalografiškai ašiai, taip kad turmalino plokštelės ašis būtų lygiagretė pagridiniam romboedro pjūviui. Ekrane išnyks paprastas vaizdas. O patalpinus turmalino plokštelę taip, kad jos ašis sudarytų tiesų kampą su špato pagrindiniu pjūviu, ekrane išnyks nepaprastas vaizdas ir pasiliks tik paprastas. Kadangi mes žinome, kad perėjus pro turmalino plokštelę šviesa yra polarizuota ir svyravimai polarizuoto, spindulio vyksta lygiagretiškai turmalino ašiai, tai iš virum nurodytų dviejų eksperimentų išeina, kad paprasto spindulio svyravimai vyksta statmeniškai pagrindinio Islandijos špato romboedro pjūvio. O nepaprasto spindulio svyravimai vyksta lygiagretiškai tam pagrindiniam pjūviui. Prie tos pačios išvados prieisime, jeigu mes pro Islandijos špato romboedrą paleisime šviesos spindulį, polarizuotą atspindžiu nuo stiklo plokštelės. Kada stiklo plokštelės atspindžio plokštuma sutampa su pagrindiniu pjūviu špato, kitaip sakant, yra lygiagretė tam pagrindinam pjūviui, tai ekrane pasilieka tik paprastas vaizdas. Kadangi polarizacijos kampu atmušto spindulio vibracijos vyksta statmeniškai atspindžio plokštumai, tai iš nurodyto čia fakto išeina, kad paprastas spindulys polarizuotas statmeniškai pagrindiniam špato pjūviui, kitaip sakant, vibracijos paprasto spindulio vyksta statmeniškai pagridiniam špato romboedro pjūviui. O kada stiklo plokštelė patalpinta taip, kad jos atspindžio plokštuma sudaro tiesų kampą su špato romboedro pagrindiniu pjūviu, tai ekrane pasilieka tik nepaprastas vaizdas. Kadangi dabar vibracijos atmušto nuo stiklo plokštelės spindulio vyksta lygiagretiškai špato romboldro pagrindiniam pjūviui, tai iš čia išeina, kad nepaprastas spindulys palarizuotas pagrindinio pjūvio plokš-



204 pieš.

tumoje, kitaip sakant, jo vibracijos vyksta toje plokštumoje arba lygiagretiškai jai. Taigi išeina, kad Islandijos špate skleidžiasi tik tokios šviesos vibracijos, kurios vyksta arba lygiagretiškai pagrindiniam pjūviui arba statmeniškai tam pjūviui. Tai reiškia, kad bet kurios krypties vibracijos natūralaus spindulio Islandijos špate įssisklaido į vibracijas lygiagretiškai pagrindiniam pjūviui ir statmeniškai jam. Todel kada du špato romboedrai pastatyti taip, kad jų pagrindinės plokštumos yra lygiagretės, tai paprasti ir nepaprasti spindulių svyravimai, išėjus jiems iš vieno romboedro ir patekus į kitą romboedrą, neduoda komponentų ir išeina iš antrojo romboedro irgi dviejų spindulių pavidalu, tiktai du vaizdai, paprastas ir nepaprastas, perėjus spinduliams pro du romboldrus, bus toliau vienas nuo kito. O pasukus vieną romboedrą iš atžvilgio į kitą, vibracijos paprasto spindulio statmeniškai vieno romboedro pagrindinei plokštumai nebus statmeniški pagrindinei plokštumai kito romboedro ir todel patekę į tą kitą romboedrą tos vibracijos duos dvi komponentas: vieną statmeniškai to kito romboedro pagrindinei plokštumai, kitą lygiagretiškai. Tokiu būdu paprastas vaizdas nuo vieno romboedro taps dviem vaizdais: paprastu ir nepaprastu, perėjus spinduliui pro antrąjį romboedrą. Bet taip pat ir vibracijos nepaprasto spindulio, išėjusio iš pirmojo romboedro, irgi nebebus lygiagretės antrojo romboedro pagrindinei plokštumai ir todel duos irgi dvi komponentas, vieną statmeniškai tai plokštumai, kitą lygiagretiškai jai. Vadinasi, ir nepaprastas vaizdas nuo vieno romboedro duos du vaizdus per antrąjį romboedrą, paprastą ir nepaprastą. Taigi mes ir turėsime keturius vaizdus, du paprastus ir du nepaprastus, kaip anksčiau aprašyta. Nesunku suvokti, kad pasukus vieną romboedrą taip, kad jo kristalografiška arba optiška ašis sudarytų kampą 45^0, viršum nurodytos keturios komponentos bus vienodo didumo, vadinasi, svyravimo amplitūdos toms keturioms komponentoms bus tos pačios, ir keturi vaizdai bus vienodai nušviesti. Aišku taipogi, kad tarp 0 ir 45 ir tarp 90^0 ir 135^0 vaizdai OE ir O_1 E_1 nevienodai nušviesti. Kada abiejų romboedrų pagrindinės plokštumos sudaro 90^0, kitaip sakant, kada abudu romboedrai sukryžiuoti, paprastas vieno romboedro spindulys pereina pro kitą kaip nepaprastas, o nepaprastas spindulys kaip paprastas. Vadinasi, mes turime tada tik du vaizdus, kaip ir prie būklės O, tiktai čia paprastas vaizdas O_1 bus susidaręs iš nepaprasto vaizdo pirmojo romboedro, ir nepaprastas vaizdas E_1 bus susidaręs iš paprasto vaizdo pirmojo romboedro. Sukant antrajį romboedrą nuo būklės O_1 pasirodo keturi vaizdai: du paprasti O O_1 ir du nepaprasti E ir E_1. Vaizdai Oir E šviesesni, o vaizdai O_1 ir E_1 tamsesni. Šitie vaizdai randasi paralelogramo kampuose pagrindinėje romboedro plokštumoje. Sukant toliau, vaizdai O ir E (žiūr. 203 pieš.) silpnėja ir artinasi vienas prie kito, o vaizdai O_1 ir E_1 stiprėja ir tolinasi vienas nuo kito, taip kad pasiekus būklę 45^0 visi keturi vaizdai bus vienodai nušviesti (žiūr. 204 pieš.) ir irgi rasis paralelogramo kampuose plokštumoje lygiagretiškai pagrindinei romboedro plokštumai. Sukant toliau, vaizdai O ir E silpnėja, o vaizdai O_1 ir E_1 stiprėja, taip kad pasiekus būklę 90^0 vaizdai O E išnyksta ir pasilieka tik vaizdai O_1 ir E_1. Sukant toliau pasirodo vėl vaizdai O ir E, bet silpnesni kaip vaizdai O_1 ir E_1 ir pasiekus būklę 135^0 vėl atsiranda keturi vienodai nušviesti vaizdai. O sukant toliau ligi būklės 180^0, vaizdai O ir E artinasi vienas prie kito ir stiprėja, o vaizdai O_1 ir E_1 tolinasi vienas nuo kito ir silpnėja, taip kad pasiekus būklę 180^0 vaizdai O_1 ir E_1 išnyksta, vaizdai O ir E susilieja, ir mes turime vieną vaizdą O. Sukant toliau atsikartoja tai, kas jau pasakyta, tiktai atžagariai.

Taigi iš šitų eksperimentų išeina, kad aplamai normalus šviesos spindulys, patekęs į kristalą Islandijos špatą, išsiskaido į du spindulius, polarizuotus statmeniškose plokštumose. Mes jau įrodėm, kad vibracijos paprasto spindulio vyksta statmeniškai Islandijos špato kristalo pagrindinei plokštumai, o vibracijos nepaprasto spindulio vyksta toje ploškţumoje. Optikoje ir šiandien dar neaišku, katrą plokštumą vadinti polarizacijos plokštuma, ar tą plokštumą, kurioje vyksta vibracijos, ar plokštumą statmeniškai vibracijų plokštumai. Šiandien priimta laikyti polarizacijos plokštuma tą plokštumą, kuri yra statmeniška vibracijų plokštumai. Pagrindą tam duoda elektromagnetinė šviesos teorija, apie kurią kalbėsime elektromagnetizmo skyriuje. Taigi pagrindinis Islandijos špato kristalo pjūvis bus paprasto spindulio polarizacijos plokštuma, nes paprasto spin-

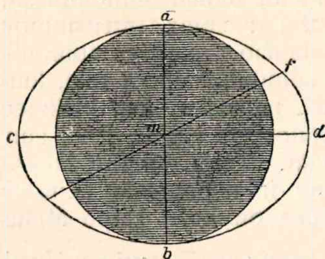
dulio vibracijos vyksta statmeniškai tai plokštumai. O nepaprasto spindulio polarizacijos plokštuma bus statmeniška pagrindiniam kristalo pjūviui, nes nepaprasto spindulio vibracijos vyksta lygiagretiškai pagrindiniam kristalo pjūviui.

Visi kristalai, išskyrus tik kristalus taisyklingos sistemos, reiškia dvigubą lūžimą ta prasme, kad patekęs į juos normalus šviesos spindulys išsiskaido į du polarizuotus spindulius statmenai vienas kitam. Vadinasi, visuose tuose kristaluose yra dvi kryptys, statmeniškos viena kitai, kuriomis šviesa skleidžiasi nevienodu greitumu. Perėjus pro tokius kristalus normaliam šviesos spinduliui, mes turime du pilnai polarizuotus spindulius. Ir anksčiau aprašytas turmalinas priklauso prie tokių kristalų. Normalus šviesos spindulys, patekęs į turmaliną, išsiskaido į du polarizuotus spindulius, paprastą, polarizuotą turmalino pagrindinėje plokštumoje arba lygiagretiškai tai plokštumai, taip kad jo vibracijos vyksta statmeniškai tai plokštumai, ir nepaprastą, polarizuotą plokštumoje statmeniškai pagrindinei turmalinio plokštumai, taip kad jo vibracijos vyksta toje pagrindinėje plokštumoje arba lygiagretiškai jai. Iš tų dviejų spindulių paprastas spindulys visiškai absorbuojamas turmalino, tuo tarpu nepaprastas spyndulys tik dalinai absorbuojamas, taip kad turmalinas duoda tik vieną visiškai polarizuotą spindulį.

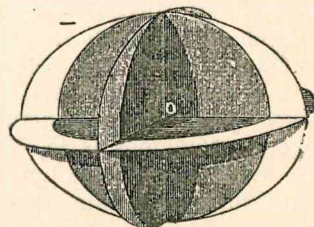
Tegu linija gm reiškia pagrindinę kalcito (Islandijos špato) ašį ir tegu vibracijos krintančio polarizuoto spindulio vyksta išilgai linijos am, sudarančios kampą x su kalcito ašimi gm (žiūr. 199 pieš.). Patekęs į kalcitą polarizuotas spindulys pasidalys į du spindulius, paprastą, kurio vibracijos vyks išilgai linijos en statmeniškai kalcito ašiai gm, ir į nepaprastą, kurio vibracijos vyks išilgai arba lygiagrečiai kalcito ašiai gnm. Pažymėsime amplitūdą krintančio polarizuoto spindulio me raide a. Tada iš 199 piešinio aišku, kad amplitūda paprasto spindulio ne $= a \sin x$, o amplitūda nepaprasto spindulio nm $= a \cos x$. Taigi stiprumas arba intensingumas paprasto spindulio bus $a^2 \sin^2 x$, o nepaprasto $a^2 \cos^2 x$, ir suma tų dviejų spindulių stiprumų arba intensingumų bus $a^2 (\sin^2 x + \cos^2 x) = a^2$. Žodžiais: suma intensingumų perėjusių pro kalcitą spindulių yra lygi intensingumui krintančio į kalcitą spindulio, Kadangi mes žiūrime į normalų arba nepolarizuotą šviesos spindulį kaipo į tokį, kurio skersos vibracijos keičia savo kryptį daug sykių per sekundą, tai aišku, kad kiekvienu laikotarpiu paprasto ir nepaprasto spindulių vidutinės energijos yra lygios, ir jų suma yra lygi krintančio nepolarizuoto spindulio vidutinei energijai. Tegu amplitūda krintančio nepolarizuoto spindulio bus a, o amplitūdos paprasto ir nepaprasto spindulių bus a_o a_e. Tad remiantis anksčiau duota išvada, kuri žinoma optikoje kaipo Maluso dėsnis, mes turime: $a_o^2 = a_e^2 = \frac{a^2}{2}$ arba $a_o = a_e = \frac{a}{\sqrt{2}}$. Taigi mes čia turi ne išvadą, kad normalus šviesos spindulys, patekęs į kalcitą (arba į kitą anizotropinį kristalą), pasidalina į du polarizuotus spindulius statmeniškose plokštumose, taip kad suma energijų abiejų polarizuotų spindulių yra lygi energijai krintančio normalaus spindulio. Vadinasi, ir du spinduliai, polarizuoti statmeniškai vienas kitam tos pačios energijos, duoda normalų šviesos spindulį, kurio energija yra lygi sumai energijų polarizuotų spindulių.

Erasmus Bartholinus, kaip jau minėta, surado dvigubą refrakciją einant šviesai pro kalcitą. Huyghens'as pastebėjo, kad abudu spinduliai išėję iš kalcito polarizuoti. Bet kadangi Huyghens'as manė, kad šviesos bangos etere yra išilgos bangos, tai jis nesugebėjo galutinai išaiškinti šito fenomeno, ir tik Fresneliui, kuris priėmė, kad šviesos bangos etere yra skersos bangos, pasisekė išspręsti problemą polarizacijos, susijusios su dviguba refrakcija. Bet reikia pasakyti, kad Huyghens'as, remdamasis savo bangų mokslo pagrindiniu principu, davė visiškai tinkamą dvigubo lūžimo geometrišką konstrukciją, išeidamas iš to, kad anizotropiniuose kristaluose eterio elastingumas ir, vadinasi, šviesos greitumas pareina nuo krypties. Paimsime kalcito romboedrą (žiūr. 200 pieš.) ir nušlifuosime jį taip, kad viršutinė ir apatinė jo plokštumos būtų statmeniškos kristalo pagrindinei ašiai ab. Jeigu mes pro tokį romboedrą žiūrėsime, sakysime, iš viršaus žemyn kryptimi normalia (statmeniška) viršutinei ir apatinei plokštumoms į nušviestą objektą, tai mes pamatysime tik vieną vaizdą. Vadinasi, žiūrėdami išilgai kalcito pagrindinės ašies, mes nepastebėsime dvigubo lūžimo, paprastas ir nepaprastas spindulys čia nepersiskirs. Vadinasi, pagrindinės kristalo ašies kryptimi šviesos ban-

gos skleidžiasi vienodu greitumu. Todel šita ašis vadinasi optiška kristalo ašis. Bet juo didesnį kampą su šita ašimi sudaro kryptis, kuria mes žiūrime, juo smarkiau pasireikš dvigubas lūžimas. Einant Huyghens'o bangų mokslo pagrindiniu principu izotropiniam homogeniniam mediume bangos skleidžiasi iš sąjūdžio taško koncentrinėmis sferomis ir bangų frontas yra sferos paviršius, kurio visos dalelės randasi toje pat judėjimo fazėje. Jeigu tokiam izotropiniam mediume, kaip stiklas, sudarysime vibracijas bet kuria kryptimi, tai tos vibracijos skleisis stikle mažesniu greitumu kaip ore arba tuštumoje, bet visokiomis kryptimis tuo pačiu greitumu, ir todel stikle apie sąjūdžio tašką susidaro sferinės bangos. Aplamai kiekvienam izotropiniam mediume bangos frontas yra sferos paviršius. Bet tokiam anizotropiniam kristale, kaip kalcitas, visokiomis kryptimis skleidžiasi du spinduliai įvairiais greitumais. Todel čia bangos frontas yra sudarytas dviem paviršiais. Tiktai skleidžiantis spinduliams optiškos ašies kryptimi, mes turime tą patį greitumą visiems spinduliams. Taigi šita kryptimi du bangų frontai turi paliesti vienas kitą. Kadangi, kaip jau mes žinome, paprastas spindulys seka Snellio lūžimo dėsniu, tai tasai spindulys kalcite elgiasi taip, kaip kiekvienas spindulys izotropiniame mediume, ir todel paprasto spindulio bangos frontas bus sferos paviršius. Nepaprastas spindulys neseka Snellio lūžimo dėsniu, ir net tada, kada jis krinta normaliai (statmeniškai) į kristalo paviršių, tik ne išilgai optiškos ašies. Huyghens'as, nagrinėdamas šituos dalykus 1678 metais įrodė, kad nepaprasto spindulio elgesys galima visiškai suprasti priėmus, kad jo bangos frontas yra paviršius rotacijos (sukimo) elipsoido (geometriško kūno, kuris susidaro sukant elipsę apie jos ilgesnį arba trumpesnį diametrą kaipo apie ašį). Kadangi, kaip jau anksčiau nurodyta, lūžimo koeficientas nepaprasto spindulio yra mažesnis kaip lūžimo koeficientas paprasto spindulio, tai iš to išeina, kad nepaprasto spindulio skleidimosi greitumas yra didesnis kaip paprasto. Nupiešime sferą stipinu ma = greitumas paprasto spindulio kalcite ir elipsoidą taip, kad jo trumpesnis stipinas būtų lygus ma ir ilgesnis stipinas būtų lygus cm = nepaprasto spindulio greitumas, atitinkąs jo minimum lūžimo koeficientą (žiūr. 205 pieš.). Einant Huyghens'u sfera diametro ab, kuris sutampa su kalcito pagrindine arba optiška ašimi, bus paprasto spindulio bangos frontas. Tesie centre m sudaromos vibracijos, dalinai kalcito pagrindinio pjūvio plokštumoje, dalinai statmeniškai tai plokštumai. Aišku, kad tos pastarosios vibracijos bus statmeniškos ir optiškai ašiai ab. Tai bus vibracijos paprasto spindulio, kurios skleisis vienodu greitumu į visas puses ir todel sudarys sferiškas bangas. O nepaprasto spindulio vibracijų greitumas (to spindulio vibracijos vyksta kalcito pagrindinio pjūvio plokštumoje) pareis nuo krypties, kuria tos vibracijos vyksta, kitaip sakant, pareis nuo kampo, kurį tos vibracijos pagrindinėje plokštumoje sudaro su kristalo optiška ašimi, kuri irgi randasi pagrindinėje plokštumoje. Taip vibracijos, kurios vyksta lygiagretiškai pagrindinei ašiai ab, sudaro spindulį md, kuris per tą patį laiką, per kurį paprastas spindulys nuvyks kelią ma, nuvyks kelią md, vadinasi, didesnį kelią kaip ma. O nepaprasto spindulio vibracijos, kurios vyksta lygiagretiškai pagrindinei kristalo plokštumai, bet išilgai linijos cd, sudaro spindulį ma, kuris skleidžiasi tuo pačiu greitumu kaip ir paprastas spindulys. Iš to, kas čia pasakyta, aišku, kad tokie spinduliai, kurie sudaro su pagrindine ašimi kristalo didesnį kampą kaip 0^0 ir mažesnį kampą kaip 90^0, skleisis, sakysime, greitumu mf, kuris yra mažesnis kaip greitumas md ir didesnis kaip greitumas ma. Kadangi tai, kas čia pasakyta, galioja visiems pagrindiniams pjūviams, tai pasukę figūrą 205 piešinio apie ab kaipo apie ašį, mes gausime bangos frontą arba bangos paviršių, kuris duos mums tikrą vaizdą, kaip skleidžiasi šviesa visomis kryptimis kalcito kristale. 206 piešinys



205 pieš.

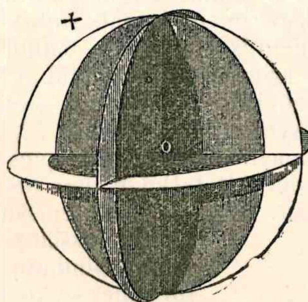


206 pieš.

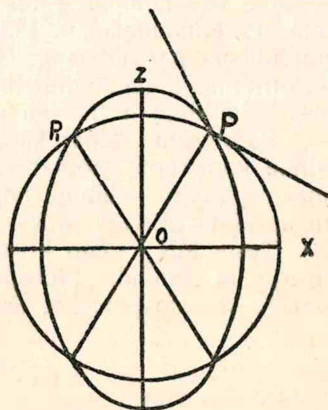
atvaizduoja modelį tokio sudėtinio bangos fronto arba bangos paviršiaus anizotropiniams kristalams, panašiems į kalcitą. Mes čia turime tris pjūvius, statmeniškus vienas kitam, būtent, du pagrindinius pjūvius, ištiestus per optišką kristalo ašį, statmeniškai vienas kitam, ir trečią pjūvį — statmeniškai optiškai ašiai ir, vadinasi, statmeniškai abiems pagrindiniams pjūviams. Šitas Huyghens'o sudėtinės bangos paviršiaus modelis tikrai atvaizduoja šviesos sklidimą kalcito kristale ir pilnai atitinka lūžimo koeficientus paprasto ir nepaprasto spindulių nustatytus įvairiomis kryptimis.

Čia bangos frontas atvaizduotas suplotu elipsoidu (sferoidu), apimančiu rutulį, taip kad rutulio paviršius ir sferoido paviršius randasi kontakte tik dviejuose taškuose trumposios elipsoido ašies galuose. Tokia bangos forma yra charakteringa vadinamiems vienašiams kristalams, prie kurių priklauso visi kristalai kvadratinės ir heksagonalės sistemos. Jie vadinasi vienašiai todel, kad juose randasi tik viena kryptis, kuria šviesos spindulys skleidžiasi be dvigubo lūžimo. Šita kryptis sutampa su kristalo didžiosios simetrijos ašimi (kristalografiška ašimi). Kadangi kristalo optiški savumai yra simetriški iš atžvilgio į kristalografišką ašį, tai ta ašis vadinasi ir optikos ašimi. Kada šviesos spindulys, eidamas per kalcitą, užlūžta įvairiais kampais, tai paprastas ir nepaprastas spinduliai sudaro vienas su kitu juo mažesnį kampą, juo mažiau jie yra atsilenkę nuo optikos ašies, taip kad slenkant jiems išilgai optikos ašies jie susilieja į vieną spindulį. Taigi išeina, kad šviesos greitumas išilgai optikos ašies yra vienodas paprastam ir nepaprastam spinduliui. Tai seka iš bangos formos, kurią atvaizduoja 206 piešinys, nes čia sferiška ir sferoidiška bangos liečia viena kitą taškuose optikos ašies galuose. Kitomis kryptimis mes turėsime dvigubą lūžimą, nes paprastos ir nepaprastos bangos skleisis įvairiais greitumais ir tuos greitumus įvairiomis kryptimis galima išskaityti iš 206 piešinio figūros. Kristalai kvadratinės ir heksagonalės sistemų, kurie reiškia tokią bangos formą, kaip atvaizduota 206 piešiny, vadinasi neigiami kristalai, nes čia greitumas paprastų bangų yra mažesnis kaip nepaprastų bangų ir, vadinasi, prie paprastų bangų greitumo reikia pridėti įvairūs dydžiai įvairiomis kryptimis, norint gauti nepaprastų bangų greitumą arba, kitaip sakant, nuo lūžimo koeficiento paprasto spindulio reikia atimti įvairūs dydžiai įvairiomis kryptimis, norint gauti lūžimo koeficientą nepaprastų spindulių. Pavyzdžiu tokių vienašių neigiamų kristalų yra Islandijos špatas (kalcitas), turmalinas, natrijo salietra ir kiti.

207 piešinys atvaizduoja bangų paviršių teigiamo vienašio kristalo, kaip, pavyzdžiui, kalnų kristalas arba kvarcas, ledas, alavo akmuo, cirkonas ir t. t.. Čia rutulys apima sferoidą pailgos formos. Vadinas, tokiems kristalams paprasto spindulio greitumas yra didesnis kaip nepaprasto, ir čia prie paprasto spindulio lūžimo koeficiento reikia pridėti įvairūs dydžiai įvairiomis kryptimis, norint gauti nepaprasto spindulio lūžimo koeficientą.



207 pieš.



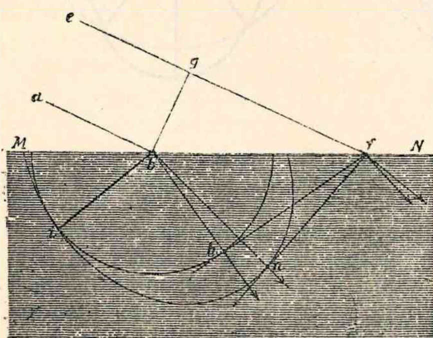
207a. pieš.

Kristalai rombinės, monoklininės ir triklininės sistemų prikauso prie vadinamųjų optiškai dviašių kristalų. Normalus šviesos spindulys, patekęs į tokius kristalus, irgi aplamai pasidalina į du spindulius, polarizuotus statmeniškai vienas kitam, dviem pagrindinėm kryptim kristale, statmeniškai viena kitai. Bet tuose kristaluose yra dvi kryptys, kuriomis polarizuoti statmeniškai vienas kitam spinduliai skleidžiasi tuo pačiu greitumu. Šitos dvi kryptys vadinasi optiškos kristalo ašys, ir todel toki kristalai vadinasi dviašiniai. Bet šituose kristaluose abudu polarizuoti spinduliai yra nepaprasti

spinduliai ta prasme, kad jų lūžimo koeficientas pareina nuo kampo, kurį jie sudaro su optiška ašimi, vadinasi, nėra pastovus dydis ir neseka Snellio dėsniu. Reikia dar pridėti, kad nepaprastas spindulys ne visuomet randasi toje pačioje plokšmėje kaip normalioji kristalo paviršiui ir krintąs spindulys, kaip to reikalauja Snellio dėsnis. Sudėtinį bangos paviršių tokiuose kristaluose atvaizduoja 207a piešinys. Čia atvaizduotas ne bangos paviršius, bet pjūvis per bangą. Iš figūros matyti, kad čia mes turime bangos paviršių su įdubimais ir išgaubimais. Pavyzdžiu tokių kristalų yra aragonitas, topazas, gipsas, cukrus ir kiti. Remdamasis šitų kristalų bangos forma, anglų didelis matematikas ir fizikas Sir William Hamilton numatė iš anksto įdomų šviesos fenomeną išvidinės kūginės refrakcijos ir išorinės kūginės refrakcijos. Tose vietose, kur bangos paviršiuje reiškiasi įdubimai, galima ištiesti bendrą liečiamąją liniją elipsei ir ratui. Hamiltonas įrodė, kad liečiamoji plokštuma elipsoidui ir rutuliui, kurioje randasi liečiamoji linija, liečia bangos paviršių išilgai rato, kuriam liečiamoji linija yra diametras. Taigi čia įdubimas bangos paviršiaus P bus kūgio viršūnė, o jo bazė — liečiamasai ratas. Kiekvienas šito paviršiaus taškas yra sudėtinės bangos taškas, ir todel per kiekvieną tokį tašką eina šviesos spindulys. Taigi mes čia turėsime dykavidurį spindulių kūgį, kurio viršūnė randasi taške O, bendrame centre dviejų bangų paviršių, taip kad to kūgio visi spinduliai eina per liečiamojo rato taškus. Kadangi visi tie spinduliai priklauso plokščios formos krintančiai bangai, tai išeinant iš kristalo į orą jie užlūžta, taip kad pasidaro lygiagrečiai ir sudaro tokiu būdu dykavidurį spindulių cilindrą. Mes čia turime vadinamąją išvidinę kūginę refrakciją. Šita teoretiška Hamiltono išvada buvo patvirtinta eksperimentais Dr. Lloyd'o, kuriam pasisekė įrodyti ekzistenciją dykavidurio spindulių kūgio kristale ir dykavidurio spindulių cilindro, išėjus spinduliams iš kristalo. Bet iš kitos pusės, kada spindulys, perėjęs per kristalą užlūžta į orą, tai to spindulio kryptis ore pareina nuo būklės liečiamosios plokštumos bangos paviršiui toje vietoje, kur spindulys perkerta kristalą. O tame bangos paviršiaus taške, kur spindulys OP (žiūr. 207a pieš.) perkerta šitą paviršių, randasi neribotai didelis skaičius liečiamųjų plokštumų, kurios sudaro kūgį. Todel spindulys OP, išėjęs iš kristalo, pasidalys į neribotai didelį spindulių skaičių, sudarančių dykavidurį kūgį. Mes tada turėsime vadinamąją išorinę kūginę refrakciją. Ir šita Hamiltono išvada buvo patvirtinta eksperimentais Dr. Lloyd'o, kuriam pasisekė gauti skaidrų žiedą šviesos, perėjus spinduliams per kristalą. Taigi tikrumas Huyghens'o bangos paviršių konstrukcijos anizotropiniam mediumui matyti ir šitame kūginės refrakcijos fakte, kuris buvo numatytas Hamiltono ir tik vėliau eksperimentais patikrintas.

Parodysime dabar, kad, remiantis Huygens'o bangų mokslo pagrindiniu principu, galima konstruoti geometriškai krintančiam spinduliui abudu užlūžusius spindulius anizotropiniam mediume taip pat, kaip tai daroma izotropiniam mediumui ir kaip tat jau aprašyta „Bangų mokslo“ skyriaus 7 §, puslap. 72, 73, 74.

Tesie MN kalcito kristalo paviršius (žiūr. 208 pieš.). Tegu į šitą paviršių krinta lygiagrečių spindulių pluoštas abef. Iš taško b, kur tas spindulių pluoštas visų pirma paliečia kristalo paviršių, ištiesime liniją bg, statmenišką spindulių krypčiai. Tai bus dalis plokščios bangos fronto, priklausančio šitam spindulių pluoštui. Visos, sakysime, eterio dalelės, kurios randasi linijoj bg, bus toje pat judėjimo fazėje. Slenkant šitam frontui bg pirmyn, iš eilės bus išjudintos visos eterio dalelės, kurios randasi kristalo paviršiuje tarp b ir f ir taps židiniais elementarinių bangų, kurios skverbsis į kristalą. Priminsime, kad kritimo plokštuma, kitaip sakant, popieriaus plokštuma sutampa su kristalo pagrindiniu pjūviu. Tada kiekvienas natūralios šviesos spindulys prasiskverbdamas į kristalą pasidalina į du poliarizuotus spindulius, kurie vibruoja vienas pagrindinio pjūvio plokštumoje, o kitas statmeniškai tai plokštumai. Tegu linija bi bus pa-



208 pieš.

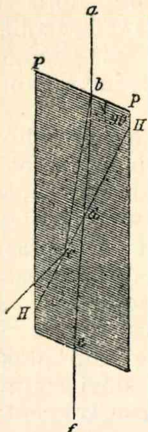
grindinė arba optiška kristalo ašis. Tad vibracijos statmeniškai pagrindinei kristalo plokštumai bus statmeniškos šitai ašiai bi. Per tą laiką, per kurį bangos frontas bg pasistums nuo g ligi f, tos vibracijos išsiskleis kristale išeinant iš taško b cirkularinės arba rato bangos ih pavidalu. To rato stipinas bh=bi taip santykiuos su gf, kaip paprasto spindulio greitumas kristale santykiuoja su šviesos greitumu ore. Iš kiekvieno kristalo paviršiaus taško tarp b ir f tuo pačiu laiku skleisis kristale cirkularinės bangos, bet juo mažesnio stipino, juo vėliau atitinkąs kristalo paviršiaus taškas bus pasiektas bangos bg. Tuo laiku, kada taškas f bus pasiektas bangos bg, visos šitos cirkularinės arba ratų bangos pasieks liniją fh, kuri bus bendra liečiamoji linija visoms elementarinėms bangoms, išeinančioms iš taškų kristalo paviršiaus tarp b ir f. Taigi linija fh ir bus plokščia banga, kuri skleidžiasi kristale, ir todel linija bh, ištiesta į liečiamąjį tašką h, bus užlūžusio paprasto spindulio kryptis. Kadangi apsvarstytas čia bangos paviršius yra sfera kaip izotropiniam mediume, tai iš čia išeina, kad spindulys, kuris vibruoja statmeniškai kristalo pjūviui, seka Snellio lūžimo dėsniu.

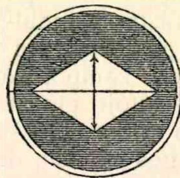
Norint surasti kristale kryptį nepaprasto spindulio, vibruojančio kristalo pagrindinio pjūvio plokštumoje, reikia išeinant iš taško b nupiešti eliptišką bangos paviršių ni, imant bi kaipo elipsės trumpesnį stipiną (neigiami kristalai) ir iš taško f ištiesti tai elipsei liečiamąją liniją fn. Tada šita linija bus nepaprasto spindulio bangos frontas kristale, ir todel, ištiesę iš taško b liniją bn į liečiamąjį tašką n, mes gausime nepaprasto spindulio bn kryptį užlūžus jam kristale. Šitas nepaprastas spindulys, kaip jau pasakyta, neseka Snellio lūžimo dėsniu, nes jo bangos paviršius yra elipsoidiškas. Jo lūžimo koeficientas pareina, kaip matyti iš piešinio, nuo kampo, kurį jis sudaro su kristalo optiška ašimi bi ir, be to, jis gali būti visiškai kitoje plokštumoje kaip plokštuma, sudaryta krintančio spindulio ir normaliosios. Kada kritimo plokštuma stovi statmeniškai kristalo optiškai ašiai, tai ta plokštuma perkerta bangos paviršių dviejuose koncentriškuose ratuose (žiūr. 206 ir 207 pieš.) ir tada abudu spinduliai seka Snellio dėsniu. Taip būna kada natūralus spindulys užlūžta per kalcito prizmą, taip kad tos prizmos briauna eina lygiagretiškai kristalo optiškai ašiai. Tokia kalcito prizma galima pasinaudoti, norint iš minimum nuokrypio kampo apskaityti lūžimo koeficientus paprastam ir nepaprastam spinduliui.

Kad kristalų fiziški savumai pareina nuo krypties, tai senai jau buvo žinomas faktas. Prie tų fiziškų savumų visų pirma reikia priskaityti šilimos skėtimosi koeficientas, šilimos laidumas, elektros laidumas, kietumas, kristalų skilimas ir jų elastingumas. Pasirodo, kad šviesos lūžimas kristaluose, išskyrus kristalus taisyklingos sistemos, irgi pareina nuo krypties, kuria skleidžiasi šviesos bangos. Fresnelis išplėtė ir papildė viršum išdėstytą Huyghens'o teoriją šviesos lūžimo kristaluose ir ta prasme, kad Fresnelis pripažino dvi pagrindines kryptis kristaluose arba elastingumo ašis, būtent, ašį maksimum elastingumo ir, vadinasi, maksimum šviesos greitumo, ir ašį minimum elastingumo ir, vadinasi, minimum šviesos greitumo. Sąryšy su dviem pagrindinėm kryptim elastingumo kristaluose aplamai mes turime dvi kryptis, kuriomis skleidžiasi šviesos bangos vienodu greitumu. Šitos kryptys vadinasi kristalo optiškos ašys, ir mes tada kalbame apie dviašius kristalus. Bet kai kuriuose kristaluose tos kryptys sutampa, ir tada tokie kristalai vadinasi vienašiais kristalais. Reikia pasakyti, kad daugumoje dviašių kristalų optiškų ašių kryptys pareina nuo bangos ilgio. Kaipo į kraštutinį pavyzdį nurodysime čia į kristalą brukito, kuriame optiškų ašių plokštuma pasisuka kampu 90^0 pereinant nuo vieno galo matomos spektro dalies į kitą galą. Antras pavyzdys tai selenito kristalas. Kaitinant jį jis iš pradžios reiškia vienašio kristalo savumus, o pakilus temperatūrai aukščiau jis darosi dviašiu kristalu ir taip, kad abiejų ašių plokštuma sudaro dabar tiesų kampą su plokštuma vienos ašies prie žemesnės temperatūros. Tiems, kurie norėtų susipažinti smulkiau su Fresnelio anizotropinių kristalų teorija, patariama kreiptis į specialius optikos vadovėlius, kaip Wood'o „Physical optics" („Fizine optika") ir Houstoun'o „A Treatise on Light" („Traktatas apie šviesą").

Iš viso to, kas ankščiau išdėstyta, išeina, kad Islandijos špato arba kalcito kristalas yra labai patogus objektas polarizuotai šviesai gauti, nes abudu spinduliai, išėję iš kristalo, visiškai polarizuoti statmeniškai vienas kitam. Bet kad tuos spindulius atskirtų, reikia, kad jie išėję iš kristalo būtų žymiai atsilenkę vienas nuo kito, vadinasi, reikia turėti gan ilgą kalcito kristalą, kas ir nepatogu ir brangu. Kad polarizuotos

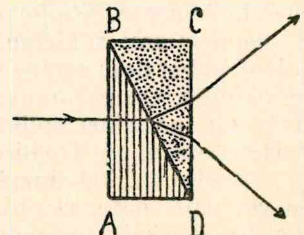
šviesos gavimas būtų patogesnis ir geresnis, Škotas Nicol 1829 metais padirbo iš kalcito ypatingą prizmą, kuri nuo to laiko žinoma optikoje kaipo Nicolio prizma (skaityk Nikolio) arba paprastai kaipo nikolis. Nikolis pagamino savo prizmą taip. Jis paėmė natūralų kalcito kristalą, gautą atskeliant, ir nupiovė to kristalo galus taip, kad kampas šitų galų su briaunomis kristalo bukų kampų pasidarė lygus 68° (natūraliam kristale tas kampas 71°, žiūr. 209 pieš.). Šitie galai buvo gerai nušlifuoti. Paskui gautą tokiu būdu prizmą Nikolis perpjovė išilgai plokštumos HH, statmeniškai tiems nušlifuotiems galams. Nušlifavęs gerai abudu pjūvio paviršius, Nikolis sulipdė paskui prizmos puses Kanados balzamu. Pjūvis HH buvo padarytas statmeniškai pagrindiniam kristalo pjūviui arba pagrindinei kristalo plokštumai. Taip pagamintas kalcito kristalas turi romboedro formą ir vadinasi Nikolio prizma arba nikolis. Spindulys ab (žiūr. 209 pieš.), kuris krinta į prizmos galą PP, patekęs į prizmą pasidalina į du spindulius: į paprastai užlūžusį spindulį bc ir nepaprastai užlūžusį spindulį bd. Kaip jau mes matėme, paprasto spindulio lūžimo koeficientas yra 1,658, o nepaprasto — 1,4864. O Kanados balzamo lūžimo koeficientas yra 1,53. Taigi paprastas spindulys, turėdamas didesnį lūžimo koeficientą kaip Kanados balzamas ir krisdamas labai nuožulniai į sulipdymo plokštumą, negali prasiskverbti į Kanados balzamą ir esti visiškai iš vidaus atmušamas ir pagaliau panaikinamas juodomis sienomis metalinės tūtos, į kurią įdėta nikolio prizma (žiūr. 209 pieš.). Nepaprastas spindulys turi mažesnį lūžimo koeficientą kaip Kanados balzamas ir todel jis pereina per Kanados balzamo sluogsnį ir išeina iš kito galo prizmos kaipo visiškai polarizuotas spindulys def. Šito nepaprasto spindulio vibracijos vyksta, kaip jau mes žinome, lygiagretiškai pagrindiniam kristalo pjūviui PHP. Tai reiškia, kad to spindulio vibracijos vyksta išilgai trumpesnės diagonalės rombo, kuris sudaro kitą galą prizmos, kaip rodo 209 piešinys iš dešinės pusės. Visiems spinduliams, kurių vibracijos vyksta statmeniškai kristalo pagrindiniam pjūviui, toki Nikolio prizma yra visiškai nepermatoma. Taigi nikolio prizmoje mes turime iš vienos pusės labai patogią priemonę polarizuotai šviesai gauti, iš kitos pusės priemonę konstatuoti, ar šviesa polarizuota ar ne ir kaip ji polarizuota. Dalykas tas, kad patalpinus du nikolius taip, kad vieno nikolio galas būtų ties kito nikolio galu ir, be to dar, kad jų pagrindinės plokštumos būtų lygiagretės, šviesa, perėjusi pro vieną nikolį, pereina ir pro kitą niikolį. O sukant vieną iš tų nikolių, perėjusį per antrąjį nikolį šviesa nuosaikiai silpnėja, nes dabar jau pereina nebe visa šviesa, o tik tos šviesos komponenta išilgai antrojo nikolio trumpesnės rombo diagonalės. Kadangi perėjusios per antrąjį nikolį šviesos bangos amplitūda yra proporcinga cosinui kampo, kurį sudaro abiejų nikolių pagrindinės plokštumos, tai perėjusios šviesos intensingumas yra proporcingas kvadratui šito cosino. Todel pasukus antrąjį nikolį taip, kad jo pagrindinė plokštuma sudarytų kampą 90° su pagrindine plokštuma pirmojo nikolio, perėjusios šviesos intensingumas bus lygus 0, vadinasi, tokioj būklėj antrasai nikolis visiškai nebepraleis šviesos. Tada nepaprastas spindulys pirmojo nikolio virsta paprastu spinduliu antrame nikole ir, kaip jau mes matėme, tasai paprastas spindulys visiškai iš vidaus atmušamas nuo Kanados balzamo sluogsnio. Kada abudu nikoliai užima tokią būklę, tai sakoma, kad jie sukryžiuoti. Iš viso to aišku, kad turint du nikolius, vienas iš jų gali būti pavartotas polarizuotai šviesai gauti, o kitas konstatuoti tam, ar ta šviesa polarizuota ir kaip ji polarizuota. Todel vienas iš nikolių vadinasi polarizatorius, o kitas analizatorius.





209 pieš.

Radę progos aprašysime čia dar trumpai vadinamą dvigubo vaizdo prizmą arba Wollaston'o prizmą (žiūr. 210 pieš.). Mes čia turime pjūvį dvigubos Wollaston'o



210 pieš.

prizmos, sudarytos iš dviejų tiesiakampių prizmų iš kvarco arba kalcito, sulipdytų taip, kad jos abidvi sudarytų tiesiakampį paralelopipedą. Prizma ABD išpjauta iš kvarco (arba kalcito) taip, kad jos šonas AB yra lygiagretis optiškai kristalo ašiai, o laužiamoji briauna B yra statmeniška kristalo optiškai ašiai. Prizma BCD išpjauta taip, kad jos šonas CD ir laužiamoji briauna D abudu yra lygiagrečiai optiškai ašiai. 210 piešiny parodyta bruožais ir taškais, kad prizmoje ABD optiškoji ašis randasi popieriaus plokštumoje, o prizmoje BCD ta ašis eina statmeniškai popieriaus plokštumai. Jeigu į prizmos šoną AB normaliai krinta šviesos spindulys, tai prizmoje jis pasidalina į du, paprastą ir nepaprastą, kurie slenka ta pačia kryptimi, bet nevienodais greitumais. Paprasto spindulio vibracijos, kaip jau mes žinome, vyksta statmeniškai optiškai ašiai, čia, vadinasi, statmeniškai popieriaus plokštumai. Išėjęs pro šoną BD, tasai spindulys slenka toliau prizmoje BCD jau kaipo nepaprastas spindulys, nes jo vibracijos antroje prizmoje bus išilgai optiškos ašies, nes optiška ašis čia yra statmeniška popieriaus plokštumai. Pažymėsime lūžimo koeficientus paprasto ir nepaprasto spindulių iš eilės raidėmis μ_o ir μ_e. Tad lūžimo koeficientas užlūžtant pro pirmosios prizmos šoną BD bus lygus $\frac{\mu_e}{\mu_o}$. Nepaprastas spindulys prizmos BAD vibruoja popieriaus plokštumoje arba išilgai optiškos ašies. Vadinasi, įėjęs į prizmą BCD tasai spindulys taps paprastu spinduliu, nes vibruodamas popieriaus plokštumoje jis vibruos statmeniškai optiškai ašiai. Lūžimo koeficientas tam spinduliui pereinant per šoną BD bus $\frac{\mu_o}{\mu_e}$. Kada Wollaston'o prizma padirbta iš kvarco, tai $\mu_e > \mu_o$ ir tada perėjęs pro šoną BD prizmos ABD nepaprastas spindulys bus atlenktas į bazę AD, tuo tarpu paprastas spindulys prizmos ABD bus atlenktas į bazę BC. Išėję pro šoną AC abudu spinduliai atsilenks dar smarkiau. Taigi toki prizma duoda visuomet du vaizdus, žymiai atlenktus vienas nuo kito. Kalbant apie oftalmometrą mes jau matėme, kad suvedant du tokius vaizdus nuo Wollaston'o prizmos galima įšmatuoti optiško vaizdo didumas, ir, kaip jau ten paminėta, toki dviguba prizma vartojama ir planetų diametrams surasti.

Aprašysime dabar keletą polarizacijos aparatų, kurie vartojami sekti savumams įvairių permatomų kūnų (dažniausiai kristalų plonų plokštelių pavidalu) polarizuotoje šviesoje. 197 piešinys atvaizduoja schemą tokio aparato, kuris vadinasi Nörrembergo stiklo plokštelės polarizacijos aparatas. Čia nuo stiklo plokštelės atmušama šviesa žinomu jau mums polarizacijos kampu, ir todel ta šviesa polarizuota visiškai kritimo plokštumoje, kitaip sakant, vibracijos tos šviesos vyksta statmeniškai tai plokštumai. Taigi stiklo plokštelė čia bus polarizatorius. Kita juodo stiklo plokštelė, patalpinta viršum pirmosios, yra analizatorius. Ji metaliniais šuleliais sujungta su metaline grandimi, kurią galima sukti kitoje grandyje, padalintoje gradais, taip kad galima nustatyti kampą, kurį sudaro vienas veidrodis iš atžvilgio į kitą. Tarp abiejų veidrodžių randasi staliukas su apskrita skyle, ant kurios uždedama kristalo plokštelė. Į tą plokštelę galima žiūrėti lygiagrečių spindulių šviesoje ir sueinančių spindulių šviesoje. Pastaruoju atsitikimu diafragmos skylė aprūpinama atitinkamomis linzėmis spinduliams rinkti.

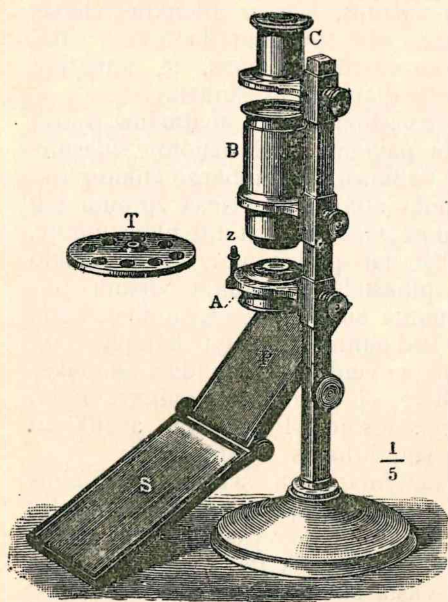
Pažymėsime čia dar, kad galima gangreit visiškai polarizuoti šviesos spindulius leidžiant šviesą į paketą, sudaryto iš daugelio stiklo plokštelių. Krintant natūralės šviesos spinduliui į tokį paketą, ta spindulio dalis, kurios vibracijos vyksta kritimo plokštumoje, neatmušama ir pereina per visas paketo plokšteles beveik be jokio energijos nuostolio. O kita spindulio dalis, kurios vibracijos vyksta statmeniškai kritimo plokštumai, atsimuša iš eilės nuo kiekvienos paketo stiklo plokštelės ir pagaliau tos dalies intensingumas silpnėja ligi 0. Tad paleidus į tokį stiklo plokštelių paketą šviesos spindulį polarizacijos kampu, išėjusi per paketą šviesa bus visiškai polarizuota statmeniškai kritimo plokštumai, vadinasi, tos šviesos vibracijos vyks kritimo plokštumoje.

Labai paprastą polarizacijos aparatą galima sudaryti iš dviejų turmalino plokštelių, išpjautų lygiagretiškai pagrindinei kristalo plokštumai. Turmaline, kaip ir kituose dvigubai laužiamuose kristaluose, ne tiktai spindulių greitumas, bet ir jų absorbcija pareina nuo kampo, kurį tų spindulių vibracijos sudaro su optiška ašimi, taip kad tie spinduliai, kurie vibruoja statmeniškai ašiai, bus absorbuojami kitaip, kaip tokie spinduliai,

kurie vibruoja lygiagretiškai ašiai. Turmalinas kaip tik visiškai absorbuoja paprastą spindulį, kuris vibruoja statmeniškai turmalino optiškai ašiai ir tik dalinai absorbuoja nepaprastą spindulį. Tad paėmę dvi turmalino plokšteles ir įdėję jas su pagalba kamščio skrituliukų į grandis taip, kad jas tose grandyse galima būtų sukti, ir sujungę tas grandis kartotinai užlenkta tampria viela taip, kad abidvi grandys su turmalino plokštelėmis būtų lengvai prispaustos viena prie kitos, mes turėsime polarizacijos aparatą, kurį galima vartoti, laikant šitą aparatą rankoje ir žiūrint pro turmalino plokšteles į dienos šviesą. Viena iš turmalino plokštelių bus čia polarizatorius ir duos spindulį, kuris vibruoja kristalo pagrindinėje plokštumoje, kita turmalino plokštelė bus analizatorius. Įdedant tarp abiejų plokštelių to ar kito kristalo plokštelę, galima sekti šviesos interferencija, perėjus polarizuotai šviesai pro tiriamo kristalo plokštelę. Šitas paprastas aparatas turi replių pavidalą ir todel vadinasi turmalino replės.

Aplamai, kada paprastas ir nepaprastas spindulys nevienodai absorbuojami einant pro plokštelę dvigubai laužiamojo kristalo, toksai kristalas turi įvairias spalvas, žiūrint pro jį įvairiomis kryptimis. Šitas fenomenas vadinasi kristalų dichroizmas. Taip, pavyzdžiui, penino kristalas, žiūrint pro jį išilgai jo optiškos ašies, atrodo tamsiai mėlynai žalias. O žiūrint pro jį statmeniškai optiškai ašiai, jis atrodo bėras. Kordieritas arba dichroitas, žiūrint pro jį išilgai optikos ašies, atrodo tamsiai mėlynas, o žiūrint pro jį statmeniškai optikos ašiai, jis atrodo gelsvai pilkas. Nurodyta čia prasme ir turmalino kristalas yra dichroitiškas kristalas.

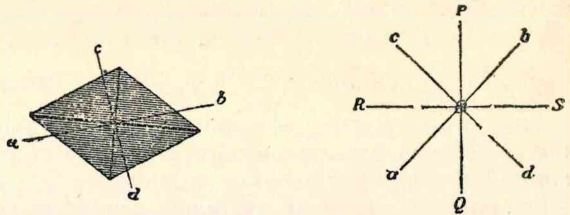
Norint su aprašytais čia polarizacijos aparatais sekti polarizuotos šviesos interferenciją kristaluose, reikia turėti, palyginti, dideles kristalų plokšteles. Dažniausiai tenka turėti darbo su mažutėmis kristalo plokštelėmis, ir tada patogiausias aparatas sekti polarizuotos šviesos fenomenams kristaluose yra Nörrembergo polarizacijos mikroskopas, kurį atvaizduoja 211 piešinys. Čia mes turime juodą veidrodį P, kuris polarizuoja šviesą paleidus į jį šviesos spindulį polarizacijos kampu. Kitas paprastas veidrodis S reikalingas tam, kad su jo pagalba galima būtų paleisti ant veidrodžio P dienos šviesą. Veidrodis S galima pasukti įvairiais kampais iš atžvilgio į veidrodį P ir todel visuomet galima paleisti į veidrodį P dienos šviesą polarizacijos kampu. Tūtoje C, viršutinėje štatyvo dalyje randasi nikolis, kuris čia vaidina analizatoriaus vaidmenį ir kurį galima sukti grandyje su padalinimais gradais. Makštyse A ir B randasi linzių sistemos, su kurių pagalba galima paleisti pro tyrimo kristalo plokštelę lygiagrečių arba sueinančių (konvergentiškų) spindulių pluoštą. Kristalo plokštelė talpinama ant staliuko su nedidele skyle tarp A ir B. Veidrodį P galima pakeisti kitu nikoliu tūtoje, palikus veidrodį S ir patalpinus jį taip, kad nuo veidrodžio galima būtų atmušti šviesą į šitą apatinį nikolį. Polarizacijos mikroskopas su dviem nikoliais yra daug patogesnis kaip su vienu nikoliu ir veidrodžiu, bet užtat brangesnis. Apatinis nikolis bus čia polarizatorius, o viršutinis analizatorius. Kada abudu nikoliai sukryžiuoti, tai žiūrėdami pro viršutinį nikolį mes turėsime tamsų lauką, kaip jau anksčiau išaiškinta. Sukant viršutinį nikolį patamsis pasikeis šviesa, ta šviesa pasieks maksimum intensingumo, kada nikolių pagrindinės plokštumos bus lygiagretės viena kitai, paskui vėl šviesa ims silpnėti, ir, kada nikoliai vėl bus sukryžiuoti, šviesos intensingumas vėl pasieks minimumą.



211 pieš.

Paimsime dabar permatomo dvigubai laužiamojo kristalo ploną plokštelę, apribotą lygiagrečiais paviršiais. Geriau čia tokiems tyrimams imti gipsas arba žerutis, nes nuo tų kristalų galima nuskelti arba nulupti labai plonas plokšteles. Jeigu, sakysime, gipso

plokštelė nuskelta arba nulupta statmeniškai optiškos gipso ašiai, tai patalpinus tokią plokštelę tarp sukryžiuotų nikolių (ant staliuko tarp A ir B polarizacijos mikroskopo, 211 pieš.), jeigu pro plokštelę eina lygiagrečių spindulių pluoštas, mes turėsime patamsį. Sukdami analizatorių, mes turėsime tuos pačius šviesos stiprėjimus ir silpnėjimus, kaip ir tada, kada tarp abiejų nikolių nėra jokios kristalo plokštelės arba kada tarp abiejų nikolių randasi permatomos izotropinės medžiagos plokštelė, pavyzdžiui, stiklo plokštelė. Dalykas tas, kad einant šviesai pro taip išpjautą gipso plokštelę, dvigubo lūžimo fenomeno nesti, nes kryptimi optikos kristalo ašies abudu spinduliai skleidžiasi tuo pačiu greitumu (jų abiejų vibracijos sudaro tada tiesų kampą su kristalo optiška ašimi). Bet jeigu gipso arba žėručio plokštelė bus nuskelta arba nulupta ne statmeniškai tų kristalų pagrindiniam pjūviui, tai patalpinus tokią plokštelę tarp dviejų sukryžiuotų nikolių, matymo laukas aplamai bus nušviestas, ir turint darbo su plona plokštele bus nušviestas šviesa tam tikros spalvos ir tik tam tikrose dviejose kristalo plokštelės būklėse (sukant plokštelę ant staliuko tarp sukryžiuotų nikolių) laukas bus nušviestas, bet be spalvos arba net bus tamsus. Tai bus tada, kada viena iš pagrindinių gipso kristalo krypčių arba elastingumo ašių ab arba cd, kurios yra statmeniškos viena kitai, sutaps su vibracijos kryptimi RS nepaprasto spindulio polarizatoriuje (žiūr. 212 pieš., čion iš kairės pusės atvaizduotas nikolio pjūvis ir dvi gipso kristalo pagrindinės kryptys ab ir cd, kuriomis vyksta vibracijos šviesos spindulio, patekusio į gipso kristalą, nes šviesos spindulys, patekęs į tokį kristalą, pasidalina į du polarizuotus statmeniškai vienas kitam). Šviesos spindulys, išėjęs pro polarizatorių (pro apatinį mikroskopo 211 pieš. nikolį) vibruoja išilgai linijos RS. Kada viena iš gipso pagrindinių krypčių (vibracijos krypčių) sutampa su kryptimi RS, tai toksai šviesos spindulys, patekęs į gipso plokštelę, neduoda komponentos išilgai cd, kuri kryptis yra lygiagretė analizatoriaus vibracijos krypčiai, kada nikoliai sukryžiuoti. Todel tokioje būklėje gipso plokštelės tarp dviejų sukryžiuotų nikolių matymo laukas bus tamsus, vartojant monochromatinę šviesą, nes polarizatoriaus nepaprastas spindulys bus paprastu spinduliu analizatoriui ir todel nepereis pro analizatorių. Bet pasukus gipso plokštelę taip, kad jos vibracijų pagrindinės kryptys sudarytų kampą su vibracijos kryptimis polarizatoriaus ir analizatoriaus, kaip rodo 212 piešinys, spindulys, išėjęs iš polarizatoriaus ir vibruojąs išilgai RS, duos dvi komponentas vibracijų gipso plokštelėje išilgai ab ir cd, kurios skleisis kristale nevienodu greitumu, taip kad išėjus iš gipso kristalo, tos vibracijos nebus tos pačios fazės. Be to, mes turėsime du spindulius, kurie vibruos statmeniškose plokštumose. Tokie du spinduliai paprastai neinterferuoja. Bet išėję pro gipso plokštelę jie patenka į analizatorių, kuris suveda juos taip, kad jų vibracijos vyksta vėl viena kryptimi. Abudu spinduliai, eidami pro gipso plokštelę, eina ta pačia kryptimi, nes mes čia turime lygiagrečių spindulių pluoštą, ir plokštelė yra plona, taip kad pačioje plokštelėje abiejų spindulių kryptys labai mažai prasiskirs. Kadangi plokštelė yra apribota lygiagrečiais paviršiais, tai išėję iš plokštelės tie du spinduliai eis lygiagretiškai, bet bus polarizuoti statmeniškai vienas kitam. Kadangi jie eina pro gipso plokštelę nevienodu greitumu, tai išėję iš plokštelės, kaip jau pasakyta, jie skirsis fazėje. Jeigu tas skirtumas fazėje bus lygus vienai bangai arba aplamai sveikam skaičiui bangų, tai analizatorius suves juos į vieną spindulį, vibruojantį išilgai RS (žiūr. 212 pieš.), kaip išėjęs iš polarizatoriaus nepaprastas spindulys. Dalykas tas, kad išėjęs iš polarizatoriaus spindulys vibruoja išilgai linijos RS (žiūr. 212 pieš.). Patekęs į gipso plokštelę tas spindulys pasidalina į du vibruojančius išilgai dviejų pagrindinių gipso kristalo krypčių arba išilgai jo pagrindinių elastingumo ašių ab ir cd, kurios sudaro tiesų kampą tarpusavy. Tegu tos ašys sudaro su kryptimis RS ir PQ kampą α ir tegu amplitūda vibracijų išilgai RS bus vienetas. Tad amplitūdos vibracijų išilgai ab ir cd bus iš eilės cos α ir sin α. Bet spinduliai,



212 pieš.

kurių vibracijos vyksta išilgai ab ir cd, kurie vadinasi polarizuoti statmeniškai vienas kitam, skleidžiasi gipso plokštele įvairiais greitumais, ir todel išėję iš gipso plokštelės jie skirsis fazėje, sakysime, per δ. Tegu $\delta = n\lambda$ (tegu fazių skirtumas bus lygus sveikam skaičiui bangų). Tada išėję iš gipso plokštelės spinduliai bus toje pačioje judėjimo fazėje per visą vibracijos periodą. Vadinasi, eterio dalelių nuokrypiai, sakysime, tuo pačiu laiko momentu prasidės figūros centre (212 pieš. kairioji pusė) ir eis, sakysime, į dešinę pusę nuo šito centro, t. y. kryptimi b ir d (arba į kairę pusę, t. y. kryptimi c ir a). Amplitūdos bus kaip jau pažymėta cos α ir sin α. Patekus toms vibracijoms į antrąjį nikolį (analizatorių) jos bus suvestos į vieną plokštumą ir atstojamasai nuokrypis eis išilgai RS, nes RS bus hipotenūza stačiakampiui trikampiui, kurio katetai bus cos α ir sin α, jeigu hipotenūza, kaip mūsų priimta, yra vienetas. Vienu žodžiu, jeigu skirtumas fazių dviejų statmeniškai polarizuotų spindulių, išėjus jiems pro gipso plokštelę, bus lygus sveikam skaičiui bangų, tai suvesti analizatorium abudu spinduliai vibruos išilgai RS, ir kadangi nikoliai sukryžiuoti, tai vibracijos išilgai RS bus statmeniškos analizatoriaus vibracijų krypčiai, ir todel tos vibracijos bus analizatoriaus panaikintos. Vadinasi, leisdami pro gipso plokštelę monochromatinę polarizuotą šviesą, šituo atveju mes turėsime patamsį matymo lauke.

Bet jeigu gipso plokštelė tokio storumo, kad išėjus abiems statmeniškai polarizuotiems spinduliams pro tą plokštelę susidarys fazių skirtumas $\delta = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$, žodžiais, susidarys fazių skirtumas lygus nelygiam skaičiui pusbangių, tai abudu spinduliai, išėję iš gipso plokštelės, bus priešingose judėjimo fazėse ir, vadinasi, kada vieno spindulio vibracijų iššauktas nuokrypis eis, sakysime, į dešinę pusę kryptimi b, tai kito spindulio vibracijų iššauktas nuokrypis eis į kairę pusę kryptimi c. Patekus tiems spinduliams į analizatorių jų vibracijos vėl bus suvestos į vieną plokštumą, vėl atstojamoji amplitdūda bus lygi vienetui, bet dabar vibracijų kryptis arba atstojamojo nuokrypio linija sudarys tam tikrą kampą su kryptimi RS ir, vadinasi, papildomąjį ligi 90° kampą su kryptimi PQ, t. y. analizatoriaus vibracijų kryptimi. Tai reiškia, kad šitos atstojamojo judėjimo vibracijos duos komponentą išilgai PQ ir todel, kada fazių skirtumas bus lygus nelygiam skaičiui pusbangių prie sukryžiuotų nikolių, matymo laukas bus nušviestas monochromatine šviesa. Iš to, kas čia pasakyta, aišku, kad nušvietimo intensingumas pareis nuo kampo, kurį sudaro pagrindinės elastingumo ašys gipso su nikolio vibracijų kryptimis. Aišku, kad tas nušvietimo intensingumas pasieks maksimumą, kada pagrindinės gipso ašys sudarys kampą 45° su nikolio vibracijų kryptimis. Taigi patalpinę tokią gipso plokštelę tarp dviejų sukryžiuotų nikolių ir paleidę pro ją monochromatinę polarizuotą šviesą, sukdami ją mes turėsime periodinį pasikeitimą patamsio šviesa, tos šviesos stiprėjimą ligi maksimumo, paskui silpnėjimą ir vėl patamsį ir t. t. Tą patį efektą mes gausime, jeigu patalpinę gipso plokštelę tarp dviejų sukryžiuotų Nikolių suksime analizatorių arba polarizatorių. Kas čia pasakyta apie gipso plokštelę, liečia aplamai ir kitų anizotropinių kristalų plokšteles.

Kad dar geriau suprastume aprašytą čia fenomeną, duosime tam fenomenui matematinį pagrindą. Priimsime vėl, kad amplitūda polarizuotos šviesos vibracijų išilgai RS yra lygi 1. Tai reiškia, kad tų vibracijų energija arba polarizuotos šviesos spindulio stiprumas irgi bus 1. Tegu kryptis RS aplamai sudaro kampą α su viena iš pagrindinių gipso krypčių, sakysime ab (žiūr. 212 pieš.). Tad patekus toms vibracijoms išilgai RS į gipso plokštelę, jos duos dvi komponentas išilgai ab ir cd iš eilės lygias cos α ir sin α. Tepasidarai pereinant pro gipso plokštelę tų vibracijų arba atitinkančių joms dviejų spindulių fazių skirtumas lygus δ ir tesudarai analizatoriaus vibracijų kryptis su kryptimi ab kampą β. Aišku, kad analizatorius praleis tik tokias vibracijas, kurios vyks išilgai PQ, tai yra išilgai jo vibracijų krypties, kuri dabar sudaro kampą β su viena gipso kristalo pagrindinių krypčių ab. Vadinasi, analizatorius praleis abiejų vibracijų amplitūdų cos α ir sin α komponentas išilgai savo vibracijos krypties PQ. Kadangi, kaip mes priėmėm, tų vibracijų kryptis PQ sudaro kampą β su gipso pagrindine kryptimi ab, tai praleistų komponentinių vibracijų amplitūdos bus iš eilės cos α cos β ir sin α sin β. Taigi tos dvi komponentinės vibracijos sudarys analizatoriuje

vieną spindulį stiprumo I, kuris bus susijęs su stiprumais komponentinių spindulių šia lygtimi:

$I = \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + 2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \delta$ (žiūr. šitam paragrafe apie sudėtį dviejų polarizuotų spindulių vibracijų) arba

$I = (\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta)^2 - 2 \cos \alpha \sin \alpha \cos \beta \sin \beta (1 - \cos \delta) = \cos^2 (\alpha - \beta) - \sin 2 \alpha \sin 2 \beta \sin^2 \frac{\delta}{2}$

Kada abudu nikoliai patalpinti taip, kad jų pagrindiniai pjūvia yra lygiagrečiai (kitaip sakant, jų vibracijų kryptys lygiagretės), tai $\alpha = \beta$ ir tada $I = 1 - \sin^2 2 \alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$.

O jeigu nikoliai sukryžiuoti, tada $\alpha = \beta \pm \frac{\pi}{2}$ ir tada $I = \sin^2 2 \alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$.

Taigi iš čia matyti, kad šviesos stiprumai matymo lauke, esant lygiagretiškiems nikoliams ir sukryžiuotiems nikoliams, papildo vienas kitą ligi vieneto, t. y. ligi intensingumo pirmutinio spindulio, vibruojančio išilgai RS.

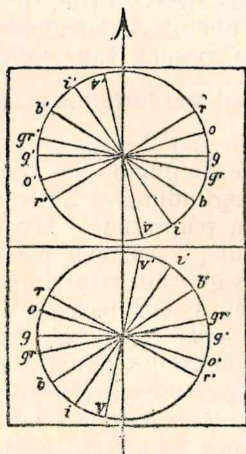
Mes čia leidžiame šviesą lygiagrečių spindulių pavidalu pro ploną kristalo plokštelę. Plokštelė maža ir sudaro mažą kampą su akimi. Taigi galima priimti, kad čia visi spinduliai išeina pro plokštelę normaliai. Todel vartojant monochromatinę šviesą, fazių skirtumas δ bus tas pats kiekvienam plokštelės paviršiaus taškui, ir plokštelė atrodys arba vienodai monochromatiškai nušviesta, arba tamsi. Tai pareis nuo kampo, kurį sudaro abiejų nikolių pagrindinės plokštumos arba jų vibracijų kryptys. Bet jeigu pro gipso plokštelę paleisime polarizuotą baltą šviesą lygiagrečių spindulių pluoštu, tai įsigyti fazių skirtumai įvairių spalvų spindulių, sudarančių baltą šviesą, bus įvairūs. Vieniems, sakysime, raudoniems, tas fazių skirtumas bus išreikštas sveiku skaičiumi bangų, kitiems, sakysime, mėlyniems, bus išreikštas nelygiu skaičimi pusbangių. Taigi esant sukryžiuotiems nikoliams raudoni spinduliai panaikinami, o mėlyni praleidžiami. Aplamai viena dalis spektro bus analizatoriaus panaikinta, kita dalis bus praleista, ir todel patalpinus gipso plokštelę tarp dviejų sukryžiuotų nikolių ir nušvietus ją balta polarizuota šviesa, matymo laukas bus nušviestas tam tikra spalva, kuri bus sudėtinė spalva iš tų spektro dalių, kurios analizatoriaus praleidžiamos. Pavyzdžiui, jeigu analizatorius sulaikys raudonus spindulius ir praleis visus kitus spindulius, tai matymo laukas bus nušviestas papildomąja raudoniems spinduliams spalva, būtent, žalia spalva. Iš lygties sukryžiuotiems nikoliams $I = \sin^2 2 \alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$ išeina, kad mes turėsime maksimum žalios spalvos intensingumo, kada $\sin^2 2 \alpha = 1$ arba kada $\sin 2 \alpha = 1$, arba kada $2 \alpha = 90^0$, arba kada $\alpha = 45^0$. Žodžiais, maksimum intensingumo bus tada, kada abiejų nikolių pagrindinės kryptys sudaro kampą 45^0 su pagrindinėmis anizotropinio kristalo kryptimis. O pasukę abudu nikolius taip, kad jų pagrindinės kryptys būtų lygiagretės, mes gausime papildomąją spalvą, būtent, raudoną. Aplamai pasukę nuo maksimum intensingumo būklės analizatorių kampu 90^0, mes gausime papildomąją spalvą maksimum intensingumo. Aišku, kad kristalo ptokštelės spalva pareina nuo jos storumo, nes juo storesnė bus plokštelė, juo didesnis susidarys fazių skirtumas raudoniems, geltoniems, žaliems ir t. t. spinduliams. Bet kada plokštelės pakankamai storos, tai šitos, vadinamosios chromatinės, interferencijos mes nepastebėsime, nes tada skirtumas fazių įvairių spalvų spinduliams išsilygina. Taigi aplamai patalpinus anizotropinio kristalo ploną plokštelę tarp sukryžiuotų nikolių, ji duos tam tikrą spalvą. Sukant vieną iš nikolių, dažniausiai analizatorių, šviesa stiprės, laukas esant tam tikram plokštelės storumui pasidarys baltai nušviestas, paskui laukas pasidarys nušviestas papildomąja spalvą, kurios intensingumas stiprės ir t. t.

Apie matomosios spalvos sudėtį galima spręsti, jeigu šviesą, kuri išėjo pro gipso plokštelę, patalpintą kampu 45^0 tarp dviejų sukryžiuotų nikolių, praleisime dar pro prizmą. Tada mes gausime spektrą su tamsiais bruožais tų spalvų vietose, kur interferencijos panaikintos. Sukant analizatorių, tie tamsūs bruožai silpnės ir visiškai išnyks,

kada nikolių pagrindinės kryptys sudaro kampą 45°. Sukant analizatorių toliau ir pasiekus vėl lygiagretišką būklę pagrindinių pjūvių arba pagrindinių krypčių abiejų nikolių, vėl pasirodo tamsūs bruožai. Bet dabar jau tose vietose spektro, kurios esant sukryžuotiems nikoliams buvo smarkiausiai nušviestos spalvota šviesa. Juo storesnė gipso plokštelė, juo daugiau mes pastebėsime tų tamsių bruožų ir juo labiau artinsis gipso plokštelės interferencijos spalva prie baltos spalvos.

Įvairias spalvas, kurias duoda gipso plokštelės įvairių storumų, galima išsyk demonstruoti, paėmus gipso plokštelę, išpjautą lygiagrečiai pagrindiniam gipso pjūviui, pavidalu plono pleišto, ne didesnio kampo kaip 0,5° arba pavidalu gaubtos plokštelės. Tada, paleidę baltą polarizuotą šviesą per gipso pleištą, mes pastebėsime visą eilę spalvų, lygiagrečių pleišto briaunai, arba, paleidę tokią šviesą pro gaubtą stiklo plokštelę, mes pastebėsime vidury tamsų ratuką ir apie tą tamsų ratuką tokią pat eilę spalvotų žiedų, kaip jau žinomi mums Newton'o žiedai. O jeigu mes pavartosime monochromatinę šviesą, tai vienu atveju mes pastebėsime taisyklingą eilę monochromatinių ir tamsių bruožų, lygiagrečių pleišto briaunai, o kitu atveju eilę monochromatinių ir tamsių žiedų apie centralinį tamsų ratuką. Žinant lūžimo koeficientus abiejų interferuojančių polarizuotų spindulių, galima iš spalvos apskaityti plokštelės storumą, ir atbulai, žinant storumą plokštelės ir turint galvoj spalvos bangos ilgį, galima surasti skirtumą lūžimo koeficientų abiejų polarizuotų spindulių.

Mes jau minėjome, kad išpjovus vienašio kristalo plokštelę statmeniškai kristalo optiškai ašiai ir patalpinus tą plokštelę tarp dviejų nikolių, sukant vieną iš nikolių šviesos variacijos (šviesos stiprėjimai ir silpnėjimai) vyks taip pat, kaip ir tada, kada tarp abiejų nikolių nėra jokios plokštelės arba randasi izotropinės medžiagos plokštelė, todel kad išilgai ašies vienašinio kristalo nėra dvigubo lūžimo. Bet kai kurie vienašiai kristalai šituo atžvilgiu išsiskiria. Pavyzdžiui, išpjauta statmeniškai optiškai ašiai kalnų kristalo arba kristalizuoto kvarco plokštelė, patalpinta tarp dviejų sukryžiuotų nikolių, jeigu pro ją eina polarizuota balta šviesa, duoda tam tikroje būklėje raudonai nušviestą lauką. Sukant analizatorių matymo lauke nyksta raudona šviesa ir iš eilės pasirodo kitos spektro spalvos. Bet tos spalvos čia ne homogeniškos. Pasukus analizatorių į pirmutinę būklę, pasirodo vėl raudona spalva, taip kad čia vietoj variacijų šviesos ir patamsio yra visų spektro spalvų variacijos. Jeigu tokią nudažytą šviesą, išėjusią pro kvarco plokštelę ir analizatorių, praleisime pro prizmą, tai mes pastebėsime spektrą, ir vietoj panaikintos spalvos tamsų absorbcijos bruožą, kuris sukant analizatorių iš eilės uždengia visas spektro spalvas. Mes žinome, kad balta šviesa, išėjus pro polarizatorių, bus polarizuota taip, kad jos vibracijos vyks išilgai trumposios diagonalės nikolio, kuris vartojamas kaip polarizatorius. Tegu tos vibracijos vyksta išilgai tiesios linijos, pažymėtos gale iešma, kaip rodo 213 piešinys. Vadinasi, visų spalvų, sudarančių baltą šviesą, vibracijos, išėjus joms pro polarizatorių, vyksta išilgai šitos linijos ir jeigu einant toms spalvoms pro kvarco plokštelę neįvyktų jokių atmainų, tai prie sukryžiuotų nikolių mes turėtumėm patamsį, nes nikolis analizatorius praleidžia tik tokias vibracijas, kurios vyksta statmeniškai ilgai linijai su iešma 213 piešiny. Taip ir būtų, jeigu, sakysime, vietoj kvarco plokštelės tarp nikolių būtų kalcito, salietros arba turmalino plokštelė. Bet esant tarp nikolių kvarco plokštelei mes turime šviesą: sakysime, mūsų plokštelės būklė tarp nikolių tokia, kad mes turime raudoną šviesą. Tai reiškia, kad einant pro kvarco plokštelę pasikeitė raudonos šviesos arba raudonų bangų vibracijų plokštuma, taip kad tų vibracijų kryptis nebesudaro dabar jau tiesaus kampo su nikolio analizatoriaus vibracijų kryptimi. Vadinasi, tų raudonų bangų vibracijų kryptis sudaro dabar kampą su nikolio analizatoriaus vibracijų kryptimi mažesnį arba didesnį kaip 90° ir duoda komponentą išilgai nikolio analizatoriaus vibracijų krypties. Vadinasi, reikia


213 pieš.

pasukti nikolį analizatorių tam tikru kampu iš jo sukryžiuotos būklės, norint panaikinti raudoną šviesą. Jeigu kvarco plokštelė yra 3,75 m/m storumo, tai analizatorių reikia pasukti iš sukryžiuotos būklės kampu 60°, norint panaikinti raudoną šviesą. Bet tada matymo laukas bus nušviestas ta spalva, kuri susidaro iš visų kitų spektro spalvų, be raudonos, vadinasi, papildomąja raudonai spalva, t. y. žalia. Viršutinė 213 piešinio dalis rodo vibracijų kryptį r r' raudonų bangų, išėjus joms pro kvarco plokštelę. Aišku, kad tos vibracijos duos komponentą išilgai g g', kuri linija yra vibracijų kryptis analizatoriaus. Taigi, kad šita kryptis g g' pasidarytų statmeniška krypčiai r r', reikia analizatorių pasukti tokiu kampu, kurį sudaro raudonų bangų vibracijų kryptis, išėjus toms bangoms pro kvarco plokštelę, su polarizatoriaus vibracijų kryptimi, pažymėta ilga linija su iešma. Mes jau sakėme, kad turint plokštelę 3,75 m/m storumo, reikia pasukti analizatorių kampu 60°. Vadinasi, raudonų bangų vibracijų kryptis, išėjus pro kvarco plokštelę, yra atsilenkusi nuo polarizatoriaus vibracijų krypties kampu 60°. Mes sakome, kad kvarcas, einant pro jį šviesos bangoms, suka jų vibracijos plokštumą arba suka jų polarizacijos plokštumą, nes polarizacijos ir vibracijos plokštumos yra statmeniškos viena kitai. Patyrimas rodo, kad tasai sukimas polarizacijos plokštumos yra proporcingas kvarco plokštelės storumui ir atvirkščiai proporcingas bangos ilgumo kvadratui. Tad mes turime santykį: $\alpha = k \frac{d}{\lambda^2}$. Čia α reiškia pasukimo kampą, d plokštelės storumą ir λ šviesos bangos ilgumą. Taigi esant plokštelei to paties storumo, sukimas polarizacijos plokštumos bus juo smarkesnis, juo trumpesnės šviesos bangos. Kada raudonų bangų vibracijos vyksta kryptimi r r', tai tada oranžinių vibracijų kryptis bus o o', geltonų g g' ir t. t., violetinių v v' (žiūr. 213 pieš. viršutinę dalį). Taigi aišku, kad esant plokštelei viršum minėto storumo, geltonų spindulių vibracijų kryptis sudaro kampą 90° su polarizatoriaus vibracijų kryptimi. Vadinasi, geltonų spindulių vibracijų plokštuma arba polarizacijos plokštuma esti pasukta tada kampu 90° ir todel, norint panaikinti tas vibracijas, reikia analizatorių pasukti kampu 90° iš jo sukryžiuotos būklės. Taip pat iš 213 piešinio aišku, kad esant plokštelei minėto storumo, violetinių spindulių polarizacijos plokštuma esti pasukta kampu 165° iš atžvilgio į polarizatoriaus vibracijų kryptį, ir todel analizatorių iš sukryžiuotos būklės reikia pasukti kampu 165°, norint panaikinti violetinę šviesą. Taigi mes čia turime savo rūšies išsklaidymą arba dispersiją įvairių spektro spalvų įvairiomis vibracijų kryptimis, ir šita dispersija vadinasi optikoje sukimo arba rotacijos dispersija. Spalva, kuria nušviestas matymo laukas, visuomet yra papildomoji tai spektro spalvai, kuri panaikinta analizatoriaus. Duosime čia polarizacijos plokštumos sukimą kai kurioms Frauenhoferio linijoms kvarco plokštelei 1 m/m, storumo:

	B	C	D	E	F	G	H
	15,7°	17,3°	21,7°	27,5°	32,7°	42,6°	51,2°

Gamtoje yra dvi rūšys kalnų krištolo kristalų: vieniems iš jų reikia sukti nikolį analizatorių iš kairės į dešinę pusę (pagal laikrodžio rodiklį), norint panaikinti iš eilės spektro spalvas, pradedant nuo raudonos ligi violetinės, o kitiems reikia analizatorių sukti iš dešinės į kairę pusę (prieš laikrodžio rodiklį), norint panaikinti iš eilės spektro spalvas, pradedant nuo raudonos ligi violetinės (žiūr. 213 pieš. apatinę dalį). Taigi vieni kalnų krištolo, arba kvarco, kristalai suka polarizacijos plokštumą į dešinę pusę ir vadinasi dešinieji kristalai, o kiti suka į kairę pusę ir vadinasi kairieji kristalai. Tos dvi kristalų rūšys santykiuoja tarpu savęs taip, kaip objektas ir jo vaizdas plokščiame veidrodyje. Jie charakterizuojami tam tikrų plokštumų (hemiedriškų plokštumų), patalpintų taip, kad negalima suvesti tų plokštumų vieno kristalo su kito kristalo tokiomis pat plokštumomis, vienu žodžiu, negalima sutalpinti, suderinti vieną kristalą su kitu (enantiomorfizmas). Yra visa eilė kristalų, kurie reiškia šitą fenomeną polarizacijos sukimo, bet kaip mes pamatysime vėliau, yra ir visa eilė skystų ir dujiškų kūnų, kurie suka polarizacijos plokštumą.

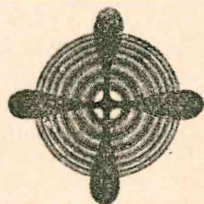
Kad suprastume šitą fenomeną, atsiminsime, kad du svyravimai, arba dvi vibracijos, tiesiomis linijomis statmeniškai viena kitai, esant skirtumui fazėje $\frac{\pi}{2}$, gali būti

pakeisti judėjimu ratu, kada abiejų vibracijų amplitūdos lygios, arba judėjimu elipse, kada amplitūdos nelygios (žiūr. „Bangų mokslas“, 1 §, 3 — 9 puslap.). Jeigu atlenkus švytuoklę iš jos pusiausvyros būklės, suteiksime jai impulsą statmeniškai atlenkiamajai linijai, tai tokios švytuoklės lęšis arba rutuliukas ims suktis ratu arba elipse, kaip jau mes matėme „Mechanikoje“ 35 §, 51 puslapy. O jeigu suteiksime švytuojančiai švytuoklei impulsą bet kuria kryptimi, einant švytuoklei per pusiausvyros būklę, tai tada švytuoklė švytuos išilgai tiesios linijos. „Bangų mokslo“ 1 § parodyta, kad du švytavimai, arba dvi vibracijos, statmeniškai viena kitai duos atstojamąjį judėjimą tiesia linija, einančia per koordinatų pradžią tada, kada tų vibracijų fazių skirtumas $\delta = 0$ arba $\delta = \pi$. Bet kada fazių skirtumas $\delta = \frac{\pi}{2}$ arba $\frac{3\pi}{2}$ arba $\frac{5\pi}{2}$, tai atstojamasai judėjimas tokių dviejų vibracijų statmeniškai viena kitai eis elipse arba ratu (elipse, kada amplitūdos nelygios, ir ratu, kada amplitūdos lygios). Panašų judėjimą mes galime realizuoti su šviesos vibracijomis plonose kristalų plokštelėse. Paimsime, pavyzdžiui, ploną žeručio plokštelę ir patalpinsime ją tarp dviejų nikolių taip, kad abidvi žeručio pagrindinės elastingumo ašys ab ir cd sudarytų kampą 45^0 su polarizatoriaus vibracijų kryptimi RS (žiūr. 212 pieš.). Polarizuota šviesa, patekusi į tokią žeručio plokštelę, pasidalina į du spindulius, vibruojančius išilgai ab ir cd statmeniškai vienas kitam. Tie du spinduliai skleidžiasi žeručio plokštelėje nevienodu greitumu. Taigi, sakysime, eterio dalelė, kuri randasi taške O, kur iš plokštelės išeina abudu spinduliai, bus tuo pačiu laiku pagauta dviejų vibracijų statmeniškai viena kitai. Todel tos eterio dalelės vibracijos vyks tiesia linija, elipse arba ratu. Tatai pareis nuo to, koks susidarys fazių skirtumas tarp dviejų spindulių, išėjus jiems pro žeručio plokštelę. Tegu žeručio plokštelė paimta tokio storumo, kad fazių skirtumas tarp abiejų spindulių, išėjus jiems pro plokštelę, pasidarys lygus $\frac{\lambda}{4}$ arba $\frac{\pi}{2}$ (toki žeručio plokštelė vadinasi $^1/_4$ žeručio plokštele). Tada eterio dalelė, pagauta abiejų vibracijų, judės ratu arba į kairę arba į dešinę pusę. Tai pareis nuo to, kuris iš abiejų spindulių, svyruojančių išilgai ab ir cd, bus pasivėlavęs iš atžvilgio į kitą spindulį. Tasai judėjimas ratu bus suteikiamas iš eilės kitoms eterio dalelėms, taip kad visos eterio dalelės judės ratais apie spindulio kryptį ir statmeniškai tai krypčiai, bet kiekvienos kitos eterio dalelės judėjimas ratu bus kiek pasivėlavęs iš atžvilgio į judėjimą prieš ją esančios dalelės. Todel fiksuodami bet kurio laiko momentu atskirų eterio dalelių būkles ir išreikšdami grafiškai, mes gausime spyruoklio liniją, einančią vingiais apie spindulio kryptį kaipo apie ašį. Tai bus bangos linija tiktai ne plokštumoje, bet pavidalu sraigto arba kamščiatraukio vingių linijos, taip kad bangos ilgumas bus lygus vienam pilnam apsisukimui sraigto arba kamščiatraukio. Tokios rūšies šviesos spindulys vadinasi cirkulariškai polarizuotas spindulys. Kada dviejų vibracijų amplitūdos nelygios, tai mes turime eliptiškai polarizuotą spindulį. Cirkulariškai polarizuotas spindulys skiriasi nuo plokščiai arba tiesialiniškai polarizuoto spindulio tuo, kad jis, kaip ir paprastas spindulys, nereiškia jokių skirtumų įvairiomis kryptimis. Analizuodami jį analizatorium, mes nesugebėsime atskirti jo nuo paprasto šviesos spindulio. Bet jeigu toks cirkulariškai polarizuotas spindulys paleistas pro žeručio arba gipso $^1/_4$ bangos plokštelę, tai jis toje plokštelėje pasidalina į du spindulius, vibruojančius išilgai ab ir cd (žiūr. 212 pieš.) statmeniškai vienas kitam, ir kadangi tie du spinduliai skleidžiasi nevienodu greitumu, tai išėjus pro tokią plokštelę jau iš pradžios esantis tarp jų fazių skirtumas $^1/_4$ bangos arba bus panaikintas arba pasieks pusę bangos. Ir vienu ir kitu atveju abidvi tokios vibracijos statmeniškai viena kitai duos atstojamąją vibraciją tiesia linija. Vadinasi, tokiu atveju cirkulariškai polarizuotas spindulys taps tiesialiniškai polarizuotu spinduliu, kurį mes jau sugebėsime atskirti analizatorium nuo paprasto šviesos spindulio.

Čia reikia atsiminti dar ir tą žinomą iš dinamikos faktą, kad du judėjimai ratu priešingomis kryptimis ir to paties periodo gali būti pakeisti atstojamuoju judėjimu išilgai vieno iš ratų diametrų (žiūr. „Bangų mokslo“ 1 §, 5, 6 puslap.). Taigi, jeigu,

atlenkę švytuoklę iš jos pusiausvyros būklės, suteiksime jai statmeniškai atlenkiamaja linijai tuo pačiu laiku du vienodus impulsus priešingomis kryptimis, tai švytuoklė švytuos išilgai atlenkimo diametro. Bet jeigu antras impulsas suteikiamas kiek vėliau, tai ji švytuoja išilgai kito rato diametro. Iš čia išeina, kad turint du šviesos spindulius cirkulariškai polarizuotus, jiedu duos vieną spindulį tiesialiniškai polarizuotą ir atbulai, kiekvieną spindulį tiesialiniškai polarizuotą galima pakeisti dviem spinduliais, polarizuotais cirkulariškai priešingomis kryptimis. Taigi mes turime gamtoje kūnų, kurie vienaip veikia dešininį cirkulariškai polarizuotą spindulį ir kitaip veikia kairinį cirkulariškai polarizuotą spindulį. Prie tokių kūnų priklauso kalnų krištolas arba kristalizuotas kvarcas. Einant Fresneliu, tiesialiniškai polarizuotas spindulys, patekęs į kvarco kristalą ir sklindąs jame išilgai ašies, pasidalina į du priešingomis kryptimis cirkulariškai polarizuotus spindulius, kurie sklinda kristale įvairiais greitumais. Bet išėjus jiems iš kristalo jie jau skirsis fazėje ir todel sudarys vieną spindulį, bet polarizuotą jau nebe toje plokštumoje kaip buvo įeinant į kristalą. Vadinasi, išėjusio iš kristalo spindulio vibracijų kryptis bus dabar pasukta tam tikru kampu iš atžvilgio į vibracijų kryptį tiesialiniškai polarizuoto spindulio, įeinančio į kristalą. Ta vibracijų kryptis bus atlenkta į dešinę ar į kairę pusę; tatai pareis nuo to, kuris iš dviejų priešingomis kryptimis cirkulariškai polarizuotų spindulių, eidami pro kristalo plokštelę, pralenks kitą ir, vadinasi, greičiau pagaus eterio daleles išėjimo iš kristalo vietoje.

Šito paragrafo pabaigoje mes grįšime prie polarizacijos plokštumos sukimo skystais ir dujiškais kūnais. O dabar nagrinėsime polarizuotos šviesos interferenciją vienašių ir dviašių kristalų plokštelėse, išpiautose statmeniškai optiškai ašiai, kada ta šviesa krinta į plokštelę ne lygiagrečių spindulių pluošto pavidalu, bet pavidalu sueinančio plokštelėje (konvergentiško) spindulių kūgio (arba prasiskėtusio spindulių kūgio). Paimsime kalcito arba kvarco ploną plokštelę, išpjautą statmeniškai tų kristalų optiškai ašiai, ir patalpinsime ją ant staliuko A polarizacijos mikroskopo (žiūr. 211 pieš.), Su kondensatoriaus pagalba (renkamosios linzių sistemos) sukoncentruosime kristalo plokštelėje spindulius, išėjusius pro polarizatorių sueinančio kūgio pavidalu, taip kad to kūgio ašis (vidurinis spindulys) sudarytų su plokštele kampą 90°, vadinasi, kad tas spindulys eitų lygiagretiškai plokštelės optiškai ašiai ir taip, kad kūgio viršūnė būtų kuo arčiausia, sakysime, prie plokštelės apatinio paviršiaus. Tie kūgio spinduliai sudarys pačioje plokštelėje irgi kūgį, tik jau išsiskėtusį. To išsiskėtusio kūgio spinduliai sudarys įvairius kampus su ašiniu spinduliu arba su optiška ašimi. Jeigu mes leidžiame pro plokštelę monochromatinę šviesą, sakysime, geltoną natrijo liepsnos šviesą, tai matymo laukas atrodys taip, kaip tai atvaizduoja 214 piešinys, kada abudu nikoliai sukryžiuoti, būtent, matymo laukas bus perkirstas tamsiu kryžiumi ir apie to kryžiaus susikirtimo tašką, kaip apie centrą, mes turėsime eilę tamsių ir geltonų žiedų, panašių į Newtono žiedus geltonoje šviesoje. Kad suprastume, kuriuo būdu susidaro šitas vaizdas, grįšime prie 212 piešinio ir tegu tas piešinys atvaizduoja mums dabar viršutinį kristalo paviršių. Iš polarizatoriaus (nikolio, patalpinto žemiau A, 211 pieš.) išeina spinduliai, polarizuoti išilgai RS. Taigi kristalo plokštelėje jie vibruoja lygiagretiškai RS ir statmeniškai PQ. Pažymėtos 212 piešiny linijos RS, PQ, AB, CD išeina iš kristalo plokštelės viršutinio paviršiaus taško, kuris yra susikirtimo taškas paviršiaus su kristalo optiška ašimi. Taigi visos tos linijos, kaipo einančios statmeniškai ašiai, priklauso kristalo pagrindiniams pjūviams. Centralinio kūgio spindulys, kuris eina išilgai ašies, kaip jau mes žinome, vienašiniame kristale eina taip, kaip natūralus šviesos spindulys, vadinasi, nepasidalina į du spindulius, paprastą ir nepaprastą. Taigi paėmus kristalo plokštelės viršutiniame paviršiuje du taškus linijose OP ir OS tam pačiam atstume nuo centro O spinduliai, išeiną iš tų taškų, bus polarizuoti išilgai RS, vadinasi, jie bus nepaprasti spinduliai

214 pieš.

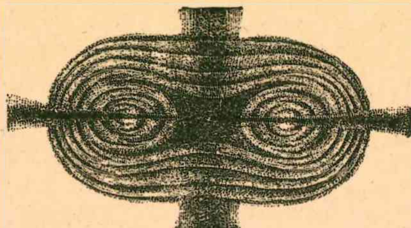
iš atžvilgio į polarizatorių ir paprasti spinduliai iš atžvilgio į analizatorių. Kadangi analizatorius ir polarizatorius sukryžiuoti, tai tie spinduliai analizatoriaus bus panaikinti. Kadangi tai, kas čia pasakyta apie du taškus linijų OS ir OP, vienodai liečia visus spindulius, išeinančius iš visų taškų kristalo paviršiaus linijose RS ir PQ, tai esant sukryžiuotiems nikoliams analizatorius panaikins visus tuos spindulius, ir mes matymo lauke turėsime du tamsius bruožus, kurie susikerta tiesiu kampu. Tai bus kryžius. Aprašysime dabar iš centro O kristalo plokštelės viršutinio paviršiaus (žiūr. 212 pieš.) eilę ratų įvairiais stipinais. Aišku, kad visi taškai kiekvieno tokio rato atitinka tokius išsikėtusio plokštelėje kūgio spindulius, kurie yra atsilenkę nuo ašies arba centralinio spindulio tam tikru kampu, sakysime α. Kiekvienas iš šitų spindulių, patekęs į kristalo plokštelę, pasidalins į paprastą ir nepaprastą spindulius, vibruojančius statmeniškai vienas kitam. Šitie du spinduliai skleidžiasi nevienodu greitumu ir, vadinasi, išeinant jiems iš plokštelės tam ar kitam duoto rato taške susidaro fazių skirtumas δ. Tasai fazių skirtumas δ bus tas pat visiems duoto rato taškams, per kuriuos eina spinduliai. Jeigu tasai fazių skirtumas bus lygus $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}$ ir t. t., tai mes turėsime interferenciją, ir šviesa bus panaikinta. Duotas ratas bus tamsus. O jeigu skirtumas bus λ, 2λ 3λ ir t. t., tai mes turėsime šviesos sustiprinimą, ir duotas ratas bus šviesus, kalbamuoju atveju geltonas. Tad apie centrą O mes turėsime koncentriškus iš eilės tamsius ir geltonus ratus. Savaime suprantama, kad pasukę analizatorių taip, kad jo vibracijų kryptis būtų lygiagretė polarizatoriaus vibracijų krypčiai, mes turėsime šitam vaizdui papildomąjį vaizdą: geltoną kryžių su koncentriškais tamsiais ir geltonais ratais apie centrą O, bet tik tų ratų eilė dabar bus tokia, kad kur pirmajam vaizde buvo šviesus ratas, dabar bus tamsus ratas, ir atbulai (žiūr. 214 pieš. kairįjį vaizdą).

Ir iš išvestos anksčiau formulos šviesos interferencijai einant šviesai pro kristalų plokštelę ir esant sukryžiuotiems nikoliams, būtent: $I = \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$ galima prieiti prie tos pačios išvados. Čia I reiškia šviesos intensingumą. Aišku, kad tas intensingumas bus 0, esant sukryžiuotiems nikoliams, kada $\sin^2 2a = 0$, kitaip sakant, kada $\alpha = 0$, vadinasi, spinduliams, kurie eina išilgai ašies. Taigi, kaip jau mes matėme, tokiu atveju esant sukryžiuotiems nikoliams mes turėsime tamsų kryžių. O kada $\alpha > 0$, mes turėsime tamsų arba šviesų ratą apie centrą 0, tatai pareis nuo to, ar fazių skirtumas δ bus lygus nelygiam skaičiui pusbangių ar sveikam skaičiui bangų. Aišku, kad tas fazių skirtumas bus juo didesnis, juo didesnis bus kampas α, kurį sudaro kūgio spinduliai su ašies spinduliu, nes juo didesnis bus tas kampas α, juo ilgesnį kelią reiks nuvykti spinduliams, paprastam ir nepaprastam, kristalo plokštelėje. Reikia dar čia turėti galvoj, kad paprastas spindulys skleidžiasi kristalo plokštelėje tuo pačiu greitumu prie įvairių kampų α, tuo tarpu nepaprastas spindulys skleidžiasi kristalo plokštelėje juo mažesniu greitumu, juo didesnis kampas α, taip kad fazių skirtumas δ didės didėjant kampui α ne tik del kelio padidėjimo, bet ir del nepaprasto spindulio greitumo sumažėjimo.

Jeigu pro kristalo plokštelę, pasiliekant visoms kitoms čia nurodytoms sąlygoms be atmainos, bus paleistas baltos polarizuotos šviesos spindulių kūgis, tai prie to paties kampo balto spindulio su ašies spinduliu fazių skirtumas δ bus nevienodas įvairių spalvų spinduliams, ir tokiu atveju mes turėsime apie centrą eilę koncentrinių ratų, nudažytų laumės juostos spalvomis. Interferencijos linijos, kurios duoda ratus tos pačios spalvos, vadinasi izochromatiškosios kreivosios. Esant sukryžuotiems nikoliams šitas gražus vaizdas koncentriškų ratų iš laumės juostos spalvų bus perkirstas tamsiu kryžiumi, nes išilgai ašies fazių skirtumas δ visoms spalvoms yra lygus 0 ir visos spalvos einant pro kristalą pasilieka polarizuotos polarizatoriaus vibracijų kryptimi. O pasukus analizatorių į lygiagrečią būklę su polarizatorium, nupieštas čia vaizdas pasikeis ta prasme, kad, užuot rodęsis vietoj tamsus kryžius, pasirodys baltas kryžius, ir spalvotų koncentriškų ratų tvarka pasikeis ta prasme, kad vietoj tam tikros spalvos, kuri bus esant sukryžiuotiems nikoliams, pasirodys papildomoji spalva. Aprašytas čia

fenomenas yra labai charakteringas vienašiams kristalams, ir todel polarizacijos mikroskopas įgalina tuojau išspręsti klausimą, ar mes turime darbo su izotropiniu kūnu ar su anizotropiniu kūnu ir ar tasai anizotropinis kūnas yra vienašis kristalas ar ne. Izotropinis kūnas, kaip jau mes matėme, nepanaikins patamsio tarp dviejų sukryžiuotų nikolių, anizotropinis kūnas panaikins patamsį ir duos aplamai nudažytą tam tikra spalva matymo lauką. Tai bus einant polarizuotiems lygiagrečiams spinduliams pro kristalo plokštelę, išpjautą lygiagretiškai ašiai arba tam tikru kampu iš atžvilgio į tą ašį. O išpjovę plokštelę statmeniškai kristalo optiškai ašiai ir žiūrėdami į ją tarp sukryžiuotų nikolių konvergentiškoje šviesoje, mes gausime tamsų kryžių su laumės juostos spalvomis nudažytais koncentriškais ratais, ir padarysime išvadą, kad mes turime reikalo su vienašiu kristalu.

Išpjausime dabar dviašio kristalo, sakysime, gipso, žeručio, aragonito ir t. t. plokštelę statmeniškai bisektrisai tarp tų kristalų abejų optiškų ašių (dviejų pagrindinių kristalo krypčių, kuriomis šviesa skleidžiasi normaliai be dvigubo lūžimo), patalpinsime šitą plokštelę ant polarizacijos mikroskopo staliuko ir žiūrėsime į ją konvergentiškoje šviesoje, kuri patekus į kristalą darosi divergentiška. Mes tada pamatysime vaizdą, kurį atvaizduoja 215 piešinys. Žiūrėdami baltoje šviesoje čia mes aplamai turėsime dvi sistemas ratų, nudažytų laumės juostos spalvomis, kiekviena sistema apie vieną iš abiejų kristalo optiškų ašių. Didesnių diametrų ratai susilieja į ypatingas kreivąsias linijas, vadinamas lemniskatomis, kurios apsupa abidvi kristalo optiškas ašis. Kada kristalo pagrindinis pjūvis eina per abidvi kristalo optiškas ašis ir kada tas pjūvis sutampa su vibracijų kryptimi polarizatoriaus arba analizatoriaus, esant jiems sukryžiuotiems, tai nurodytos leminiskatos būna perkirstos tamsiu kryžiu. Pasukus kristalo plokštelę iš šitos būklės, kryžius pasidalina į dvi tamsias hiperbolas, kurios perkerta spalvomis nudažytus koncentrinius ratus tiesiu kampu (žiūr. 215 pieš.). Taigi aprašytas čia vaizdas leidžia mums pažinti dviašį kristalą.


215 pieš.

Dvigubo lūžimo fenomeną ir aprašytus čia komplikuotus polarizuotos šviesos interferencijos vaizdus reiškia ir izotropiniai kūnai, jeigu jie randasi tokioj įtemptoj būklėj, kad elastingumas juose įvairiomis kryptimis darosi nevienodas. Taip stiklas pavidale, sakysime, kvadratinės plokštelės, suspaustas sraigtiniu presu ir patalpintas tarp dviejų sukryžiuotų nikolių, panaikina patamsį, jeigu pro tokią suspaustą stiklo plokštelę eina polarizuotų lygiagrečių spindulių pluoštas. Spaudžiant sraigtu stiklą smarkiau pasirodo net ir nudažyti laumės juostomis bruožai, kurių kryptis pareina nuo išvidinio stiklo plokštelės įtempimo. Įkaitinus smarkiau stiklo plokštelę ir paskui staiga atvėsinus, ji įgyja neribotam laikui dvigubai laužiamojo kūno savumų. Tokia apskrita plokštelė konvergentiškoje polarizuotoje šviesoje reiškia koncentrinius spalvotus ratus, perkirstus tamsiu kyžium, nelyginant kaip vienašinio kristalo plokštelė. Skirtumas tarp tokios stiklo plokštelės ir tarp kristalų yra tas, kad toki stiklo plokštelė duoda vaizdą koncentriškų spalvotų ratų, perkirstų tamsiu kryžiu ir švesoje lygiagrečių spindulių. Iš čia galima padaryti išvadą, kad, pasiliekant spindulių krypčiai be atmainos, dvigubas lūžimas tokioje stiklo plokštelėje yra smarkesnis arčiau nuo plokštelės krantų, tuo tarpu kristalo plokštelėje tas dvigubas lūžimas yra tas pat visiems plokštelės taškams, jeigu tik per tuos taškus eina ta pačia kryptimi spinduliai.

Paminėsime čionai dar vieną įdomų fenomeną, kuris yra susijęs su šviesos polarizacija, būtent, dangaus mėlyną spalvą. Paimsime stiklo cilindrą, pripilsime jį vandens ir truputį sudrumsime tą vandenį, įpylę į jį spirito, kuriame ištirpinta mastika. Nušvietus iš aukšto vandenį balta šviesa ir žiūrint pro cilindrą skersai į tamsią sieną arba ekraną, skystimas cilindre atrodys nudažytas mėlyna spalva. Dalykas tas, kad mastikos smulkios dalelės išsklaido šviesą (atmuša ją į visas puses, taip sakant, išbarsto). Tas išbarstymas yra nevienodas įvairioms spalvoms ir didėja einant į mė-

lyną spektro pusę. Lordas Rayleigh'as įrodė, kad tais atvejais, kada barstančios šviesą dalelės yra mažos sulyginant su bangos ilgiu, tasai išbarstymas yra atvirkščiai proporcingas ketvirtam laipsniui bangos ilgumo. Taigi čia mes turime tikrą priežastį dangaus mėlynos spalvos. Į atmosferą mes galime žiūrėti kaipo į sudrumstą mediumą, nušviestą saulės spindulių. Žiūrėdami per tokią atmosferą į erdvę, kuri yra tamsi, mes pamatysime mėlyną foną, taip pat kaip žūrėdami per nušviestą sudrumstą vandenį į tamsų foną. Pasirodo, kad ta atmosferos dalelių išbarstyta šviesa yra polarižuota ir, būtent, statmeniškai plokštumai, kuri ištiesta per matymo liniją, jungiančią saulę su ta erdvės vieta, į kurią žiūrima. Iš tikrųjų žiūrėdami į dangų pro Nikolio prizmą ir sukdami nikolį, mes pastebėsime šviesos stiprumo variacijas, būtent, mes turėsime maksimum šviesos, kada nikolio vibracijų plokštuma, kitaip sakant, jo trumpoji diagonalė, bus statmeniška šviesos atspindžio plokštumai, t. y. tai plokštumai, kuri eina per matymo liniją ir liniją, jungiančią saulę ir vizuojamą erdvės vietą. O šviesos minimumą mes turėsime tada, kada nikolio vibracijų plokštuma sutampa su šita atspindžio plokštuma. Nurodytoj nikolio būklėj mes turėsime visišką patamsį, jeigu mes ziūrėsime pro nikolį į tokią dangaus vietą, kuri yra kampiniam atokume 90° nuo saulės. Taigi išeina, kad atmosfera taip pat išbarsto ir polarizuoja šviesą, kaip sudrumstas smulkiomis dalelėmis mediumas. Reikia manyti, kad čia tų smulkių dalelių vaidmenį vaidina oro molekulos.

Jau mes metėme, kad kai kurie kristalai suka polarizacijos plokštumą, kaip, pavyzdžiui, kristalizuoto kvarco plokštelė, išpjauta statmeniškai kristalo optiškai ašiai ir žiūrima lygiagrečių polarizuotų spindulių šviesoje. Mes matėme, kad tokiais atvejais aplamai ta pati medžiaga būna kristaluose dviejų formų, kurios skiriasi viena nuo kitos taip, kaip objektas ir jo vaizdas plokščiame veidrodyje arba kaip pirštinė dešiniosios ir kairiosios rankos. Paprastai tai būna hemiedriškos formos su tam tikromis plokštumomis, patalpintomis taip, kad sutapinti du tokius kristalus, taip kad atitinkamos jų plokštumos sutaptų, negalima, kaip negalima sutapinti dvi pirštines kairiosios ir dešiniosios rankos, neišvertus vienos iš tų pirštinių. Tokiais atvejais viena rūšis kristalų suka polarizacijos plokštumą į dešinę pusę. Vadinas, reikia pasukti analizatorius iš sukryžiuotos būklės ta prasme, kaip sukasi laikrodžio iešma, kad panaikintų šviesą matymo lauke. Tokie kristalai vadinasi dešinieji kristalai. Kita rūšis kristalų suka polarizacijos plokštumą į kairę pusę prieš laikrodžio iešmą ir tokie kristalai vadinasi kairieji kristalai. Aplamai kristalai, kurie suka polarizacijos plokštumą, vadinasi optiškai aktingi. Pagaliau jau mes išaiškinome, kad optiškai aktinguose kristaluose išilgai ašies skleidžiasi du cirkulariškai arba eliptiškai polarizuoti spinduliai nevienodu greitumu, taip kad tarp tų dviejų spindulių, išeinant jiems iš kristalų plokštelės, susidaro tam tikras fazių skirtumas. Taigi išėję iš tokio kristalo abudu spinduliai duoda vėl vieną tiesialiniškai arba plokščiai polarizuotą spindulį, taip kad to spindulio polarizacijos plokštuma pasirodo pasukta pirmutinio spindulio polarizacijos plokštumos atžvilgiu, kuris iš poliarizatoriaus patenka į kristalo plokštelę. Drauge su šituo reikia priimti, kad tokiam kristale cirkulariškai arba eliptiškai polarizuoto spindulio bangos forma yra panaši į kamščiatraukio arba sraigto vingiuotą liniją, kuri vyniojasi apie kristalo optišką ašį. Pagaliau iš čia galima padaryti išvadą, kad kristalizuojantis tokiems kūnams sudarančios kristalą molekulos orientuojasi vingių linija.

Optiškai aktingų kristalų plokštelių fotografijos, gautos minėto jau praeitam paragrafe prof. W. Bragg'o, tarytum, remia šitą išvadą, nes tos fotografijos aiškiai rodo orientaciją sudarančių kristalą molekulų vingių liniją. Reikia vienok pasakyti, kad kietų kūnų tarpe toksai optiškas aktingumas yra, palyginti, retas atsitikimas. Be kalnų krištolo ir kvarco polarizacijos plokštumą suka kinobris, chloro rūgšties natris, sieros rūgšties strichninas ir kiti.

Bet daug dažniau mes susiduriame su polarizacijos plokštumos sukimu, kitaip sakant, su optišku aktingumu, skystų ir dujiškų kūnų tarpe. Taip Vokietijos terpentinas, citrinos alyva, komparo skiedinys spirite, cukraus skiediniai vandeny, taip pat skiediniai vandeny vynuogių, cukraus, dekstrino, vyno rūgšties suka polarizacijos plokštumą

į dešinę pusę. O Prancūzijos terpentinas, skiediniai vandeny gumiarabiko, inulino, chinino, morfino, strichnino ir kitų suka polarizacijos plokštumą į kairę pusę. Kadangi kūnai skystoje ir dujiškoje būklėje yra izotropiniai kūnai, tai viršum išdėstyta interpretacija negalima išaiškinti polarizacijos plokštumos sukimo fiziškų kūnų skystoje ir dujiškoje būklėje. Dar kai kuriais bent atvejais galima gal kalbėti apie anizotropinius skystimus, kada skystas kūnas susideda iš polimerizuotų molekulų. Mes galime manyti, kad sudarančios tokius polimerus molekulos orientuojasi vingių linija, kaip sudarančios optiškai aktingą kristalą molekulos. Bet šita interpretacija netinka, kada mes turime reikalo su optiškai aktingos medžiagos skystais skiediniais arba su tokia medžiaga garų būklėje arba dujiškoje būklėje. Skiediniuose ir garų būklėse molekulos yra palaidos ir todel priežasties optiško aktingumo skystoje ir dujiškoje būklėje reikia ieškoti molekulos struktūroje, kitaip sakant, sudarančių molekulą atomų orientacijoje. Šiandien chemijoje yra tvirtai nustatytas faktas, kad kiekviena molekula, kuri turi 1, 2, 3 arba net ir daugiau grynanglio asimetriškų atomų arba alavo, sieros, azoto asimetriškų atomų, yra optiškai aktinga ta prasme, kad suka polarizacijos plokštumą. Asimetrišku grynanglio atomu vadinamas toksai atomas, kuris yra sujungtas su keturiais skirtingais radikalais. Aplamai tokiais atvejais skystas arba dujiškas chemijos junginys esti trijų formų. Viena iš tų formų suka polarizacijos plokštumą į dešinę pusę, kita į kairę pusę ir trečia, dažnai ekvivalentingas mišinys viršum nurodytų dviejų formų, yra optiškai neaktinga. Tokių molekulų sudėtis, visi jų fiziški ir chemiški savumai yra identiški, išėmus tik optišką aktingumą, kuriuo tos mokekulos skiriasi viena nuo kitos. Kad diskriminuoti tarp tokių molekulų chemikai yra sudarę tam tikrus erdvinius arba kietus modelius, vadinamuosius stereomodelius atomų arba radikalų orientacijos molekuloje. Tokiu modeliu asimetriškam grynanglio atomui laikomas yra tetraedras (lygiašonė piramida taisyklingos sistemos). Šito tetraedro centre randasi grynanglio atomas, o jo kampus užima keturi kiti skirtingi atomai, arba radikalai, sakysime a, b, c, d. Jeigu mes tuos radikalus patalpinsime vieno tetraedro kampuose taip, kad jie sektų iš eilės vienas kitą pagal laikrodžio iešmos judėjimą, o kito tetraedro — taip, kad jie sektų vienas kitą priešinga prasme, t. y. prieš laikrodžio iešmos judėjimą, tai tokie du tetraedrai santykiuoja visiškai taip, kaip objektas ir jo vaizdas plokščiame veidrodyje. Vadinasi, tokie du tetraedrai yra nekongruentiški, jų negalima sutapinti. Taigi stereochemija sprendžia šiandien molekulų optiško aktingumo klausimą tokia tetraedriška molekulų struktūra, bent tokios molekulos, kurioje centralinę būklę užima grynanglio atomas. Mes čia turime, taip sakant, dešiniuosius ir kairiuosius tetraedrus arba dešiniuosius ir kairiuosius chemijos junginius. Iš to, kas čia pasakyta, aišku, kad optiškasai aktingumas gali būti panaikintas dviem būdais: arba sumaišymu ekvivalentingų kiekių dešiniojo ir kairiojo junginių arba iš vidaus, sudarant molekulą, į kurią įeina du asimetriški grynanglio atomai, bet su radikalais, orientuotais priešingomis kryptimis. Tai bus vadinamoji išvidinė optiško aktingumo kompensacija. Taip mes šiandien kalbame apie dešinįjį ir kairįjį cukrų, apie dešinįjį ir kairįjį terpentiną, apie dešiniąją ir kairiąją vyno rūgštį, bet tuo pačiu laiku dar apie dvi optiškai neaktingas vyno rūgštis, iš kurių viena sudaryta ekvivalentingu mišiniu kairiosios ir dešiniosios rūgšties, o kita sudaryta sujungimu dviejų asimetriškų grynanglio atomų su skirtingais radikalais, orientuotais priešingomis kryptimis. Aišku, kad išdėstyta čia pažiūra yra tik tam tikro fenomeno aprašymas, duoda tik fenomeno schemą, bet nieko nesako apie dalyko esmę, ir ta dalyko esmė yra dar šiandien paslaptis. Galima tik spėti, kad ir atomai, sudarant molekulą, orientuojasi ypatingomis vingių linijomis, kaip molekulos, sudarant kristalą optiškai aktinguose kūnuose. Tokiam spėliojimui duoda pamato prof. Bragg'o molekulų struktūros nagrinėjimai X - spindulių pagalba.

Aprašytas čia polarizacijos plokštumos sukimo fenomenas turi labai didelės reikšmės teorijoje, bet jis turi nemažos reikšmės ir praktikoje, būtent, medicinoje ir dirbtuvėje, norint nustatyti kiekį optiškai aktingos medžiagos, sakysime, kiekį cukraus žmogaus, sergančio diabetu, šlapume arba kiekį cukraus cukraus burokų syvuose arba skiediny.

Skysti ir dujiški kūnai suka polarizacijos plokštumą aplamai silpniau, kaip kalnų krikštolas arba kvarcas. Jau mes anksčiau matėme, kad polarizacijos plokštumos sukimas arba kampas, kuriuo pasukta polarizacijos plokštuma pareina nuo medžiagos prigimties, nuo medžiagos kiekio ir nuo medžiagos sluogsnio storumo. Kadangi skysti kūnai suka polarizacijos plokštumą silpniau kaip kvarcas, tai reikia imti jų storesnis sluogsnis, kad, išėjus polarizuotam spinduliui per tokį sluogsnį, būtų šiek tiek žymiau pasukta polarizacijos plokštuma. Be to, reikia turėti galvoj, kad tasai polarizacijos plokštumos sukimas pareina ir nuo temperatūros, dažniausiai auga kylant temperatūrai, bet kai kuriais atvejais puola kylant temperatūrai. Aplamai polarizacijos plokštumos sukimui skysčiuose galioja lygtis: $\alpha = \alpha_D \cdot l \cdot d$. Čia α reiškia kampą, kuriuo pasukta polarizacijos plokštuma, d reiškia skystimo arba mediumo tankumą, l reiškia skiedinio sluogsnio storumą decimetrais ir α_D reiškia vadinamąjį specifinį sukimą, konstantą, charekteringą tam ar kitam optiškai aktingam chemijos junginiui. Tasai specifinis sukimas visuomet nustatomas temperatūrai 25^0, jeigu mes turime reikalo su skiediniais arba su grynais chemiškais junginiais skystoje būklėje. Pažymėsime medžiagos molekulinį svorį raide m. Tad $m \cdot \alpha_D = m \cdot \frac{\alpha}{ld} = m_D$ vadinasi, molekulinis medžiagos sukimas. Kada mes turime reikalo ne su skystu chemijos junginiu, bet su skiediniu vandeny arba kitam skystime, kurie patys yra optiškai neaktingi, optiškai aktingos kietos ar skystos medžiagos, tai tada specifiniam sukimui galioja formula: $\alpha_D = \frac{\alpha}{lw}$. Čia w reiškia kiekį optiškai aktingos medžiagos 1 cm^3. skiedinio. Molekuliniam sukimui tokiu atveju galioja lygtis; $m_D = m\frac{\alpha}{lw}$. Turint reikalo su skiediniais molekuliniam sukimui imama paprastai 1/100 dalis nuo m_D. Iš šitų lygčių išeina, kad suradus polarizacijos plokštumos pasukimo kampą α, žinant specifinį medžiagos sukimą α_D ir skiedinio storumą l decimetrais, galima apskaityti w = optiškai aktingos medžiagos kiekis cm^3.

Aparatai, kuriais sekama polarizacijos plokštumos sukimas ir nustatoma arba optiškai aktingos medžiagos kiekis arba specifinis medžiagos sukimas, vadinasi polarimetrai. Tais atvejais, kada nustatoma cukraus kiekis skiediny, aparatas vadinasi sacharimetras arba cukrometras ir toksai aparatas turi didelės reikšmės cukraus fabrikoje, lygiai kaip ir gydytojo kabinete.

Paprasčiausias polarimetras tai yra Mitscherlicho polarimetras. Jis susideda iš dviejų nikolių (žiūr. 218 pieš.): B, kuris patalpintas nejudomai ir vaidina polarizatoriaus vaidmenį, ir K, kuris vaidina analizatoriaus vaidmenį. Ties B talpinama šviesa, dažniausiai natrijo liepsna. Analizatorius K sujungtas su alidada F taip, kad jis galima sukti. Alidados gale randasi nonijus, kuris sukant analizatorių slenka disko periferija su padalinimais į gradusus, taip kad galima atskaityti kampas, kuriuo pasuktas analizatorius. Kada abudu nikoliai sukryžiuoti, žiūrint pro O bus patamsis. 218 piešiny viršuje parodytas stiklo vamzdis, dažniausiai 20 cm. ilgumo su sraigtinėmis muftomis galuose, kuriomis prie vamzdžio atdarų galų galima prispausti dvi apskritas stiklo plokšteles su lygiagrečiais paviršiais. Nusuksime nuo to vamzdžio vieno galo muftą, nuimsime stiklo plokštelę ir pripildysime šitą vamzdį vandens arba kito kokio optiškai neaktingo skystimo, nepaliekant oro burbulų. Uždengsime šitą galą stiklo plokštele ir užsuksime mufta. Abidvi muftos turi apskritas skyles, taip kad mūsų vamzdis, pripildytas optiškai neaktingu skystimu, turi du langelius. Įdėsime dabar šitą vamzdį į Mitscherlicho aparatą, 218 pieš., tarp abiejų nikolių. Jeigu nikoliai sukryžiuoti, tai taip kaip buvo patamsis, taip ir pasiliks patamsis. O jeigu vamzdis bus pripildytas aktingo skystimo, sakysime, cukraus skiedinio, tai, įdėjus šitą vamzdį į aparatą tarp abiejų sukryžiuotų nikolių, matymo laukas bus nušviestas geltona šviesa, jeigu prieš polarizatorių B pastatyta natrijo geltona liepsna. Norint panaikinti šitą šviesą ir gauti vėl patamsį, reikės dabar tam tikru kampu pasukti analizatorių K. Mes tokiu būdu nustatysime sukimo kampą α ir jau remdamies viršum duotomis formulomis galėsime

apskaityti cukraus kiekį. Bet Mitscherlicho aparatas netobulas ir duoda pakenčiamus rezultatus tiktai smarkiai sukančiai medžiagai. Visų pirma, sukant analizatorių į patamsį, mes turėsime visišką patamsį gan plačiose sukimo ribose. Sukimo kampas atskaitomas kaipo skirtumas analizatoriaus būklių be vamzdžio su optiškai aktingu skiediniu ir su tuo vamzdžiu. Taigi čia neišvengiama didelė klaida nustatatant sukimo kampą. Norint sumažinti tą klaidą, prisieina sukti analizatorių per patamsio ribas, kol pasirodys pirmutinis šviesos žybterėjimas. Analizatoriaus būklė atskaitoma. Paskui analizatorius sukamas atgal vėl, kol pasirodys pirmutinis šviesos žybtelėjimas ir vėl analizatoriaus būklė atskaitoma. Pagaliau analizatorius nustatomas ties viduriu tarp šitų dviejų būklių. Antra vertus, jeigu, sakysime, prisiėjo analizatorių pasukti į dešinę pusę kampu α, tai dešinysis aktingo skiedinio sukimas gali būti α arba $\pi + \alpha$. Taip pat, jeigu šviesai panaikinti analizatorius reikėjo pasukti į kairę pusę kampu α, tai kairysis tiriamosios medžiagos sukimas gali būti α arba $\pi - \alpha$. Kad išspręstum, ar mes turime darbo su kampu α arba su kampu, kuris sudaro tam tikrą dalį π ($\pi + \alpha$ arba $\pi - \alpha$), prisieina atlikti antras eksperimentas, sakysime, su dusyk trumpesniu vamzdžiu. Tada sukimas bus dusyk mažesnis, ir jau, suderinant šitą antrajį eksperimentą su pirmuoju, galima bus spręsti, ar mes turime darbo su sukimu α arba su sukimu $\pi + \alpha$.

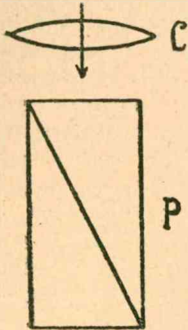
Nurodytų čia nepatogumų galima išvengti nustatant matymo lauką ant tam tikros spalvos ir dabojant, kad ta spalva per visą lauką būtų vienoda. Šituo remiasi Soleil'io polarimetras, kuris tarp polarizatoriaus ir analizatoriaus, būtent, polarizatoriaus tūtoje, turi vadinamąją dvigubą kvarco 3,75 m/m. storumo plokštelę. Toji plokštelė susideda iš dviejų pusių: vienoj pusėj mes turime išpjautą statmeniškai optiškai ašiai kairiojo kvarco plokštelę, o kitoj pusėj tokią pat dešiniojo kvarco plokštelę. Kada nikoliai sukryžiuoti, tai aplamai dvi matymo lauko pusės nudažytos papildomomis spalvomis. Bet abidvi plokštelės nurodyto storumo pasuka polarizacijos plokštumą geltoniems spinduliams kampu 90° tiktai į priešingas puses. Taigi, pasukus analizatorių į būklę lygiagretiškai polarizatoriui (vadinasi, pasukus analizatorių kampų 90°) iš sukryžiuotos būklės, abiem kvarco plokštelėm bus panaikinta geltona dalis spektro ir jos bus nušviestos abidvi papildomąja spalva, būtent, violetine. Kadangi, kaip mes jau žinome, mūsų akis reiškia maksimum jautrumo geltonai spektro daliai tai mažiausias pasukimas analizatoriaus iš šitos būklės tuojau pakeis spalvą abiejų lauko pusių ta prasme, kad tuojau pasirodys papildomosios spalvos. Taigi šita violetinė spalva vadinasi čia maksimum jautrumo spalva arba perėjimo spalva. Taip, pavyzdžiui, nustačius abudu nikolius lygiagretiškai ir turint abidvi lauko puses nušviestas violetine spalva, įdėjus tarp nikolių vamzdį su cukraus skiediniu, kuris suka polarizacijos plokštumą į dešinę pusę, sukimas dešiniojo kvarco bus sustiprintas, kairiojo kvarco sumažintas. Tai reiškia, kad dabar dešiniojoje lauko pusėje bus panaikinti oranžiniai spinduliai, o kairiojoje pusėje žali spinduliai. Taigi dešinioji lauko pusė atrodys dabar melsva, o kairioji rausva, ir reiks pasukti analizatorių į dešinę tokiu pat kampu, kaip suka cukrus, kad vėl būtų grįžtama prie vienodo nušvietimo abiejų lauko pusių violetine spalva.

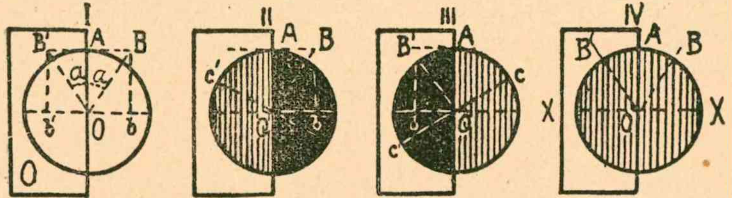
Paprastai abudu Soleil'io nikoliai nustatomi visados lygiagretiškai, o sudarytas aktingu skiediniu spalvų skirtumas panaikinamas vadinamu Soleil'io kompensatorium, kuris patalpintas ties analizatoriaus galu, atkreiptu į polarizatorių. Tasai Soleil'io kompensatorius susideda iš dešiniojo kvarco plokštelės ir iš dviejų pleištų, išpjautų statmeniškai optiškai ašiai iš kairiojo kvarco ir sudėtų taip, kad aštrus vieno pleišto galas randasi ties buku kito pleišto galu. Mikrometriniu sraigtu galima tuos pleištus varyti išilgai vienas kito ir, vadinasi, nustatyti ties dešiniojo kvarco plokštele reikiamo storumo kairiojo kvarco plokštelę (suma storumų abiejų kairiojo kvarco pleištų ties dešiniąja kvarco plokštele). Jeigu tas storumas abiejų pleištų ties dešiniąja kvarco plokštele bus lygus storumui dešiniosios kvarco plokštelės, tai sukimas dešiniosios kvarco plokštelės bus panaikintas sukimu abiejų pleištų iš kairiojo kvarco. Taigi skirtumas spalvų dviejų matymo lauko pusių sudarytas viršum minėta dviguba kvarco plokštele, patalpinus tarp nikolių vamzdį, sakysime, su cukraus skiediniu, panaikinamas varant pleištus išilgai vienas kito. Storumas abiejų pleištų galima atskaityti tam tikrame

maštabe, ir tasai storumas bus kaip tik storumas tokios kvarco plokštelės, kuri suka polarizacijos plokštumą į kairę pusę tiek, kiek cukrus suka į dešinę pusę. Kadangi mes žinome, kad kvarco plokštelė 1m/m. storumo suka polarizacijos plokštumą tiek pat, kiek cukraus skiedinys 16,35 gramų 100 cm^3. vandens vamzdyje 2 decimetrų ilgumo, tai jau iš čia galime apskaityti cukraus kiekį. Dažnai maštabas turi skaičius, kurie nurodo cukraus kiekį gramais 100-te cm^3. skiedinio. Bet ir Soleil'io polarimetras turi tą defektą, kad nelengva konstatuoti, ar abidvi matymo lauko pusės turi vienodą spalvą ar ne, ir, spręsdami apie tai, mes susiduriame su dideliais subjektingais skirtumais. Palyginti lengviau yra konstatuoti, kad abidvi lauko pusės ta pačia spalva vienodai nušviestos, ir todel šiandien dažniausia vartojami vadinamieji pusšešėlio polarimetrai.

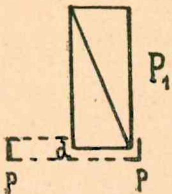
Laurento polarimetras atrodo taip, kaip aparatas, kurį atvaizduoja 218 piešinys. Pusšešėlio polarimetrai visuomet nušviečiami geltona šviesa, kuri pro diafragmos skylę patenka į polarizatorių B. Polarizatoriaus B langelis uždengtas apskrita lygiagretiškai nušlifuota plokštele kalio bichromato raudonai oranžinės spalvos. Kalio bichromatas absorbuoja likučius žalių, mėlynų ir violetinių spindulių, kurie visuomet būna primaišyti prie natrijo geltonos liepsnos. Vadinasi, kalio bichromatas leidžia mums paleisti į polarizatorių kuo gryniausią geltoną šviesą. Be to, šitas vamzdžio langelis, į kurį įdėtas polarizatorius, atkreiptas į analizatorių, iki pusiau uždengtas kvarco plokštele, išpjauta lygiagretiškai kvarco optiškai ašiai. Analizatorius K, sujungtas su žiūronu, yra sukamas. Alidada F, sujungta su analizatorium, slenka išilgai periferijos disko, padalinto gradais. Alidados gale randasi nonijus. Atskaitymai analizatoriaus būklės daroma lupos L pagalba. Tegu polarizatorius užima tokią būklę, kad jis praleistų vibracijas išilgai linijos OB, kaip rodo I 217 piešinio figūra. Taigi spindulys, perėjęs pro neuždengtą pusę polarizatoriaus vamzdžio skylės, vibruos išilgai OB. O spindulys, patekęs į kvarco plokštelę, pasidalys į du statmeniškai vienas kitam polarizuotus spindulius: vienas iš tų spindulių nepaprastas, vibruos išilgai kvarco plokštelės ašies, vadinasi, išilgai AO, kitas spindulys, paprastas, vibruos statmeniškai tai ašiai, vadinasi, išilgai Ob'. Tie du spinduliai skleidžiasi kvarco plokštelėje įvairiais greitumais. Kvarco plokštelė Laurento aparate imama tokio storumo, kad, perėjus abiems spinduliams pro ją, susidarytų tarp jų fazių skirtumas $\frac{\lambda}{2}$ (toki kvarco plokštelė vadinasi pusbangės plokštelė). Taigi skiriantis fazėje per $\frac{\lambda}{2}$ arba per π šitie du spinduliai, išėję iš kvarco ptokštelės, duos atstojamąjį spindulį, kuris vibruos išilgai OB', tai yra, išilgai diagonelės tiesiakampio keturkampio, nupiešto išeinant iš nepaprasto ir paprasto spindulių amplitūdų AO ir OB'. Jeigu dabar pasukti analizatorių taip, kad jo vibracijų kryptis CC būtų statmeniška krypčiai OB (žiūr. 217 pieš. fig. II), tai aišku, kad vibracijos, išėjusios pro neuždengto polarizatoriaus langelio pusę, bus panaikintos, ir šita matymo lauko pusė bus tamsi. O vibracijos išilgai OB', kurios susidaro išėjus dviems polarizuotiems spinduliams iš kvarco plokštelės, duos komponentą išilgai analizatoriaus vibracijos krypties CC ir, vadinasi, ta matymo lauko pusė, kuri atitinka polarizatoriaus langelio pusę, uždengtą kvarco plokštele, bus šviesi. O pasukus analizatorių taip, kad jo vibracijų kryptis C'C' sudarytų tiesų kampą su spinduliu, išėjusiu iš kvarco plokštelės vibracijų kryptimi OB', bus tamsi šita dalis lauko ir šviesi ta dalis, kuri atitinka polarizatoriaus langelio pusę, neuždengtą kvarco plokštele (žiūr. 217 pieš. fig. III). O pasukus analizatorių taip, kad jo vibracijų kryptis XX sudarytų tiesų kampą su kvarco plokštelės ašimi AO, abidvi vibracijos išilgai OB OB' duos komponentas vienodo stiprumo išilgai XX, ir abidvi lauko pusės bus vienodai nušviestos geltona šviesa. Šita analizatoriaus būklė laikoma nuline būkle, nes mažiausio pasukimo analizatoriaus iš šitos būklės pakanka, kad viena matymo lauko pusė pasidarytų šviesesnė, o kita tamsesnė Tad pasukus analizatorių taip, kad abidvi lauko pusės būtų vienodai nušviestos, ir atskaičius diske jo būkles (dažnai del tikslesnio atskaitymo alidada savo ilgiu yra gangreit lygi diametrui ir galuose turi nonijus ir dvi lupas kiekviename gale, žiūr. 218 pieš.), tarp analizatoriaus ir polarizatoriaus įdedamas vamzdis su cukraus

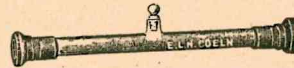
skiediniu. Del cukraus sukimo tuojau viena pusė darosi tamsesnė, o kita šviesesnė, ir reikia pasukti tam tikru kampu analizatorių, norint atstatyti vienodą abiejų lauko pusių nušvietimą. Šitas kampas yra lygus cukraus sukimo kampui, o jau žinant šitą kampą ir turint galvoj anksčiau duotą lygtį, galima apskaityti cukraus kiekį. Dažnai diske greta su padalinimais į gradus nurodyti cukraus kiekiai, ir tada toksai polarimetras vadinasi sacharimetru.

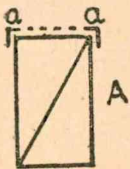


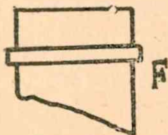


217 pieš.

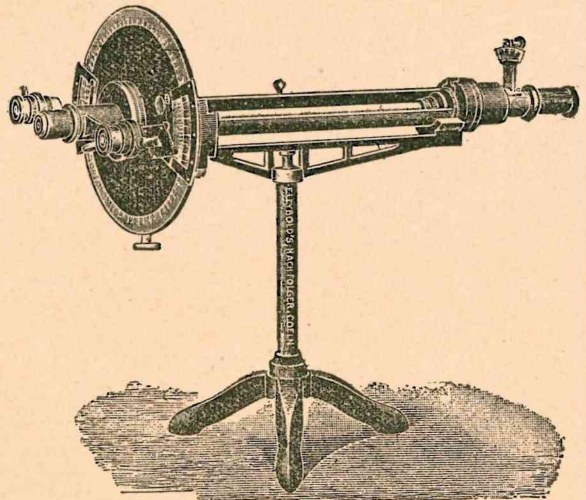








216 pieš.



218 pieš,

Kitas dažnai vartojamas pusšešėlio polarimetras, t. y. Lippicho polarimetras, kurio skiemenį atvaizduoja 216 piešinys. Mes čia turime linzę C, pro kurią šviesa (geltona) lygiagrečių spindulių pluoštu patenka į polarizatorių P. Toliau ties viena puse to polarizatoriaus P randasi dar antra Nikolio prizma, mažesnė kaip P, pasukta taip, kad priz-

mos P_1 vibracijų kryptis sudaro nedidelį kampą su prizmos P vibracijų kryptimi. Šviesa iš P ir P_1 eina pro diafragmos skylę pp, būtent, pro vieną pusę tos skylės pereina šviesa, išėjusi tik iš polarizatoriaus P, o pro kitą pusę išeina šviesa, išėjusi ir pro polarizatorį P ir pro mažiuką nikolį P_1. Šita šviesa patenka pro diafragmos aa skylę į analizatorių A, o ties tuo analizatorium pastatytas žiūronas F. Patsai Lippicho aparatas yra visiškai panašus į aparatą, kurį atvaizduoja 218 piešinys. Abidvi prizmos PP_1 randasi tūtoje B ir prizmą P_1 rankena K galima pasukti didesniu arba mažesniu kampu iš atžvilgio į prizmą P kiek reikia. Juo mažesnis kampas, juo aparatas bus jautresnis, bet užtat ir lauko nušvietimas bus silpnesnis. Taigi, turint pakankamai nušviestą lauką, kampas tarp vibracijų krypčių prizmų P ir P_1 daromas mažas. Turint gi silpnai nušviestą lauką, šitas kampas reikia padaryti didesnis. Analizatorius A sujungtas su žiūronu ir su alidada, kaip rodo 218 piešinys. Grįžtant prie schemos 216 piešinio, aišku, kad mes turėsime dešiniąją matymo lauko pusę tamsią ir kairiąją šviesią, jeigu mes pasuksime analizatorių A taip, kad jo vibracijų kryptis sudarytų tiesų kampą su mažiuko nikolio P_1 vibracijų kryptimi. O šviesa, kuri eina pro kairiąją diafragmos skylės pp pusę, kadangi P ir A dabar nebus sukryžiuoti, duos komponentą išilgai analizatoriaus vibracijų krypties ir todel kairioji lauko pusė bus šviesi (visiškai taip, kaip rodo fig. II 217 pieš.). O pasukus analizatorių A taip, kad jo vibracijų kryptis sudarytų tiesų kampą su polarizatoriaus P vibracijų kryptimi (vadinasi, kad analizatorius A ir polarizatorius P būtų sukryžiuoti), tamsi bus kairioji pusė ir šviesi dešinioji, kaip rodo 217, III. Taigi aišku, kad čia yra tokia analizatorius būklė, kurioje abidvi lauko pusės bus vienodai nušviestos ir atskirtos griežta linija (žiūr. IV 217 pieš.), kuri atatinka prizmos P_1 briauną d, jeigu į šitą briauną nustatytas žiūronas F. Prie mažo kampo tarp prizmų P ir P_1 vibracijų krypčių, pakaks mažiausio pasukimo analizatoriaus A, kad abidvi lauko pusės pasidarytų nevienodai nušviestos. Nuline būklėmi laikoma tokia analizatoriaus būklė, kada abidvi lauko pusės vienodai nušviestos. Įdėjus dabar vamzdį su cukraus skiediniu tarp analizatoriaus A ir polarizatoriaus P (žiūr. 218 pieš.), laukas pasidarys nušviestas nevienodai. Del jautrumo reikia, kad geltona natrijo liepsna būtų pastatyta ties diafragma tokiam atokume, kad diafragmos vaizdas sutaptų su analizatoriaus diafragma (žiūr. 216 pieš. aa). Pasukę analizatorių tam tikru kampu, norėdami atstatyti vienodą abiejų laukų nušvietimą, mes surasime cukraus skiedinio sukimą.

Dažnai Lippicho aparatas turi ne vieną prizmą P_1 sujungtą su polarizatoriu P, bet dvi tokias prizmas, patalpintas mažu kampu ir simetriškai iš atžvilgio į polarizatorių P. Tada aišku, kad matymo laukas bus padalintas į tris dalis, iš kurių, sakysime, esant tam tikrai analizatoriaus būklei, vidurinė dalis bus nušviesta, o abidvi kraštinės dalys bus tamsios, arba atbulai. Šita kombinacija įgalina tiksliau nustatyti sukimo kampą, nes akis čia ne taip vargsta, pereidama nuo vienos lauko kraštutinės dalies į kitą, ir todel tikriau sprendžia apie vienodą visų lauko dalių nušvietimą.

15 §. Ryšiai tarp šviesos, magnetizmo ir elektros. Faraday'o, Kerro ir Zeemano efektai. Elektromagnetinė šviesos teorija. Šviesos dispersija ir absorbcija. Anomališkoji šviesos dispersija. Sellmeyerio šviesos dispersijos teorija. Kalorescencija ir luminiscencija. Fluorescencija ir fosforescencija. Fotografija aplamai ir prigimties spalvomis. Elementų spektrai ir atominė struktūra. Linijų spektrų empiriškos Balmerio, Rydbergo ir kitų formulos

Mykolas Faraday'us, kuris surado pagrindinius elektromagnetizmo faktus ir nustatė pagrindinius elektromagnetinės indukcijos dėsnius, nesugebėjo interpretuoti jo nustatytų naujų faktų, išeidamas iš teorijos veikimo kūnų vienas kito betarpiškai (actio in distans) ir sukūrė elektrostatinio ir magnetinio jėgų lauko teoriją, norėdamas surišti jo paties surastus elektrostatinės ir elektromagnetinės indukcijos fenomenus. Faraday'aus nuomone, tarp dviejų priešingų magnetinių polių, lygiai kaip ir tarp dviejų kūnų, užtaisytų

teigiama ir neigiama elektra, veikia jėgos išilgai tam tikrų linijų, kurias jis pavadino jėgų linijomis. Tas linijas jis sau įsivaizdavo kaipo elastingus ištemptus siūlus, kurie stengiasi susitraukti, taip kad kaipo išdava tos pastangos susitraukti du priešingi magnetiniai poliai ir du kūnai, užtaisyti teigiama ir neigiama elektra, traukia vienas kitą. Skersai tų jėgų linijų veikia išorinai atkreiptas spaudimas, kuris sudaro atsparos jėgas tarp šitų jėgų linijų, taip kad erdvės dalis tarp dviejų magnetinių polių arba dviejų įelektrintų kūnų randasi ypatingoje įtemptoje būklėje. Faraday'ui nesunku buvo įrodyti, kad tarp dviejų tos pačios rūšies magnetinių polių, lygiai kaip ir tarp dviejų ta pačia elektra užtaisytų kūnų, veikia atsparos jėgos, nes jėgų linijos tokiu atveju atrodo taip, kaip dvi vandens srovės, atkreiptos viena prieš kitą, kurios, kaip mes žinome iš hidrodinamikos, stumia viena kitą. Taigi, einant Faraday'u, kiekvienas magnetas ir kiekvienas įelektrintas kūnas turi savo jėgų lauką. Magnetas turi visuomet du polius ir jėgų linijos išeina iš šiaurės polio, tęsiasi erdvėje, ore, pasiekia pietų polį ir magneto medžiagoj grįžta vėl į šiaurės polį, taip kad magnetinės jėgų linijos visuomet yra uždarytos kilpos. Panašų vaizdą mes turime tarp dviejų priešingomis elektromis užtaisytų kūnų, tik su tuo skirtumu, kad elektros jėgų linijos išeina iš teigiamai įelektrinto kūno ir tęsiasi erdvėje, ore, ligi neigiamai įelektrinto kūno. Einant Faraday'u, elektriškas ir magnetiškas jėgų laukas neturi ribų ir tęsiasi erdvėje ligi begalybės, vadinasi, ir elektriškas ir magnetiškas jėgų veikimas tęsiasi erdvėje ligi begalybės. Kada mes turime atskirą įelektrintą kūną, tai elektros jėgų linijos skleidžiasi erdvėje nuo šito kūno į visas puses radialiai, ir kur tos linijos pasiekia laidininką, ten mes turime elektrostatinės indukcijos reiškinį. Oerstedt 1821 metais surado, kad einant srovei per laidininką, apie laidininką susidaro megnetinis laukas, taip kad to lauko jėgų linijos yra statmeniškos srovės krypčiai arba elektros jėgų linijų krypčiai. Kadangi magnetinės jėgų linijos yra visuomet uždarytos kilpos, tai jos sudaro ratus apie laidininką arba srovės kryptį kaipo apie ašį, statmeniškai tai ašiai. Faraday'us surado, kad uždarant srovę arba pertraukiant ją vienam laidininke, visų laidininkų aplinkoje susidaro elektros varomoji jėga, kuri veikia tol, kol pirmajam laidininke nusistato statinė būklė. Uždarydami arba pertraukdami srovę, mes keičiame elektromagnetinio lauko būklę, keičiame, vadinasi, jėgų linijų skaičių, kurios, sakysime, per 1 sekundą perkerta kitą laidininką, ir indukcijos elektros varomoji jėga, kuri susidaro tam kitam laidininke, yra tesioginai proporcinga jėgų linijų atmainai per 1 sekundą. Elektros varomoji jėga antrajam laidininke, uždarant srovę pirmajam laidininke, veikia prieš tą srovę, o pertraukiant srovę veikia ta pačia prasme. Tai yra pagrindiniai elektromagnetinės indukcijos faktai, nustatyti Faraday'aus. Yra įvairūs būdai sudaryti elektrostatinio arba magnetinio lauko variacijoms, ir visais tais atvejais mes turėsime kaipo išdavą elektromagnetinę indukciją. Faraday'us negalėjo sutikti, kad toksai veikimas vyktų betarpiškai, ir kadangi elektromagnetinis veikimas vyksta tuštumoje, kaip ir fiziniam kūne, tai Faraday'us priėmė eterį kaip tą mediumą, kuris tarpininkauja perduodant elektros ir magnetinių jėgų veikimą. Be to, jis manė, kad tasai veikimas susiteikia nuo vienų kūnų kitiems ne akimirkoje, bet per tam tikrą, nors ir labai trumpą, laiką. Kadangi tuomet jau rimtai buvo kalbama apie pasaulinį eterį, kaip apie tikrą šviesos fenomenų substratą, tai Faraday'us instinktyviai nujautė, kad tarp šviesos fenomenų ir elektromagnetinių fenomenų turi būti ryšiai iš esmės, ir jis nusprendė šituos ryšius surasti išeidamas iš koncepcijos, kad elektrostatinių ir magnetinių jėgų laukai yra apsireiškimai ypatingų įtempimų ir spaudimų etere. Faraday'us iš pradžios mėgino surasti įtaką magnetinio lauko spektrui. Bet vaisiai jo eksperimentų šita prasme buvo neigiami. Jis tada ėmė bandyti, kaip veikia magnetinis laukas aplamai šviesos spindulius ir 1845 metais ilgai tyrus jam pasisekė konstatuoti, kad stiprus magnetinis laukas suka polarizacijos plokštumą, einant polarizuotam šviesos spinduliui išilgai to lauko (išilgai jėgų linijų).

Faraday'us parodė, kad šitas eksperimentas visuomet pasiseka, jeigu leidžiama polarizuotas šviesos spindulys per permatomą medžiagą didelio lūžimo koeficiento. Faraday'us tarp ko kita vartojo ilgoką stačiakampį paralelopipedą iš sunkaus švino boro stiklo. Šitas svarbus optikoje Faraday'aus eksperimentas atliekamas taip. Imama du pakankamai stiprūs elektromagnetai (su dideliu skaičium storos vielos vingių). Tie

du elektromagnetai aprūpinti minkštos geležies šerdesais, išilgai kurių išgręžti cilindriški kanalai. Elektromagnetai patalpinti taip, kad šerdesų ašys būtų ta pačia tiesia linija ir kad šerdesų galai būtų vienas prieš kitą. Į tarpą tarp šerdesų (tarp elektromagneto polių) įvedama švino stiklo paralelopipedas taip, kad jo ilgis būtų išilgai magnetinio lauko jėgų linijų. Ties išorine skyle vieno šerdeso randasi nikolis-polarizatorius, o užpakaly to polarizatoriaus randasi šviesos šaltinis, kuris leidžia į polarizatorių spindulius pro diafragmos skylę. Ties išorine skyle kito šerdeso randasi nikolis - analizatorius ir užpakaly jo nedidelis žiūronas. Sukryžiavę abudu nikolius ir paleidę pro polarizatorių šviesą, žiūrėdami pro analizatorių, mes turėsime patamsį, pakol per elektromagneto vingius ims eiti elektros srovė. O paleidus srovę, matymo laukas prie sukryžiuotų nikolių bus nušviestas. Vadinasi, polarizacijos plokštuma bus pasukta tam tikru kampu ir tas kampas nesimainys, kol nesimainys srovė. Paleidus srovę per elektromagneto vingius priešinga prasme, polarizacijos plokštuma bus pasukta irgi priešinga prasme. Aplamai, sukimas polarizacijos plokštumos magnetiniam lauke yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui H, išreikštam gausais, švino stiklo paralelopipedo ilgiui 1 centimetrais ir tam tikrai konstantai r, taip kad mes turime lygtį; $\alpha = rHl$. Čia α reiškia sukimo kampą. Konstanta r žinoma kaipo Verdeto konstanta ir, apskritai imant, ji yra atvirkščiai proporcinga bangos ilgio kvadratui. Šita konstanta būna neigiama ir teigiama. Kada žiūrint išilgai magnetinio lauko linijų polarizacijos plokštuma sukama ta prasme, kaip eina srovė per elektromagneto vingius, kitaip sakant, jeigu žiūrint atrodo, kad polarizacijos plokštuma sukama pagal laikrodžio rodyklę, tai Verdeto konstanta skaitoma teigiama ir tada kalbama apie teigiamą polarizacijos plokštumos sukimą. O kitu atveju Verdeto konstanta yra neigiama ir tada kalbama apie neigiamą polarizacijos plokštumos sukimą. Tarp magnetinio polarizacijos plokštumos sukimo ir tarp tos pačios plokštumos sukimo, sakysime, kvarcu arba cukrum yra tas didelis skirtumas, kad magnetinis sukimas visiškai nepareina nuo spindulių krypties. Tai reiškia, kad atmušus, sakysime, veidrodžiu polarizuotą spindulį, perėjusį per cukraus skiedinį, ir paleidus jį tokiu būdu atgal per cukraus skiedinį, pasukimas polarizacijos plokštumos, einant spinduliui viena linkme, bus kompensuotas pasukimu tos pačios polarizacijos plokštumos, einant spinduliui priešinga linkme, ir, vadinasi, žiūrėdami į tokį spindulį iš kitos pusės (polarizatoriaus pusės), mes konstatuosime, kad polarizacijos plokštuma nepasukta. Visiškai kitaip atrodo dalykas magnetiniam lauke. Atmušto spindulio palarizacijos plokštuma pasukta ta pačia prasme, kaip ir tiesioginio spindulio ir, vadinasi, žiūrėdami į tokį spindulį iš kitos pusės, mes konstatuosime dvigubą polarizacijos plokštumos pasukimą. Taigi magnetiniam lauke galima sudvigubinti ir sutrigubinti polarizacijos plokštumos pasukimą. Tasai skirtumas pareina čia nuo to, kad sudarančios aktingus kristalus molekulos užima vietas išilgai sraigto linijos, tada kaip magnetinis laukas patsai sudaro tokią sraigtinę struktūrą molekulose.

Šitas polarizacijos plokštumos sukimas magnetiniam lauke yra vienas iš painiausių santykių tarp šviesos ir magnetizmo ir šiandien dar nėra pakankamai išaiškintas. Įdomus tai dalykas, kad Faraday'us, ieškodamas paprasčiausių santykių tarp šviesos ir magnetizmo, surado vieną iš painiausių santykių. Bet tasai jo išradimas svarbus tuo, kad jis aiškiai parodė, kad tarp šviesos ir magnetizmo esama esmės ryšių.

1875 metais Škotas Kerr parodė, kad permatoma medžiaga iš dielektrikų (nelaidininkų) grupės, kaip, pavyzdžiui, stiklas, terpentinas, anglies bisulfidas ir kiti, darosi anizotropinė, jeigu ji talpinama stipriame elektros lauke, vadinasi, įgyja dvigubai laužiamojo kristalo savumų. Kerras paėmė stiklo tiesiakampį paralelopipedą, išgręžė skyles priešinguose to paralelopipedo galuose ir įdėjo į tas skyles galus laidininkų nuo dviejų polių elektroforinės mašinos (arba galus indukcijos aparato antraeilio spyruoklio). Veikiant elektroforinei mašinai arba indukcijos aparatui, tarp minėtų galų susidaro stiprus elektriškas laukas, su pertraukomis vartojant induktorių. Pro šito stiklo paralelopipedą skersai elektros jėgų lauko linijų buvo paleisti polarizuotos šviesos spinduliai ir tarp sukryžiuotų nikolių laukas pasirodė nušviestas. Kad efektas paaiškėtų, reikalinga palaukti 20 — 30 sekundų. Svarbu, kad sukant analizatorių čia nebegalima panaikinti šviesos. Smarkiausias efektas buvo tada, kada polarizacijos plokštuma krintančios

šviesos sudarė kampą 45° su elektros lauko jėgų linijomis. Kada ta plokštuma buvo lygiagretė arba statmeniška toms linijoms, tai nebuvo jokio efekto. Taigi įtakoje elektros lauko stiklas darosi dvigubai laužiamąja šviesą medžiaga, kaip įtakoje mechaniško spaudimo arba tempimo. Šitas efektas nepareina nuo elektros lauko krypties ir yra proporcingas lauko stiprumo kvadratui.

Tiktai 1896 metais, vadinasi, praslinkus daugiau kaip 50 metų nuo Faraday'aus pastangų surasti paprasčiausius santykius tarp šviesos ir magnetizmo, Olandų fizikui Zeemanui pasisekė aiškiai konstatuoti magnetizmo lauko įtaką spektrui ir duoti tinkamą šitos įtakos interpretaciją. Čia mes kalbame apie sudvigubinimą spektro linijų, nustačius spektroskopą pakankamos aikštinamosios galios šviesos šaltinį, sakysime, natrijo liepsnos, patalpintos pakankamai stipriame magnetiniame lauke ir žiūrint į tą šviesą išilgai magnetinio lauko, arba apie sutrigubinimą spektro linijų, žiūrint skersai magnetinio lauko. Šitas fenomenas žinomas optikoje kaipo Zeemano efektas. Sakysime, paprasta natrijo liepsna duoda geltoną šviesą, kuri mažos aikštinamosios galios spektroskope duoda vieną geltoną liniją, o dideles aikštinamosios galios spektroskope duoda dvi linijas, nors ir mažam viena nuo kitos atstume, kuris sudaro apie $^1/_{100}$ dalį geltonos bangos ilgio. Magnetiniam lauke kiekviena iš tų linijų išsiskaido į dvi, ir tuo pačiu laiku mes turime perėjimą natūralios šviesos į polarizuotą šviesą. Nagrinėjant šitą geltoną šviesą magnetiniam lauke analizatorium ir žiūrint į ją išilgai magnetinio lauko, konstatuojama, kad viena iš linijų sudaryta cirkulariškai polarizuota šviesa į dešinę pusę, o kita linija cirkulariškai polarizuota į kairę pusę. Taigi čia iš normalaus spindulio susidaro du cirkulariniai priešingomis kryptimis polarizuoti spinduliai. O žiūrėdami į natrijo liepsną skersai magnetinio lauko, mes matysime tris bangas, visas tiesialiniškai polarizuotas. Vidurinė iš tų linijų polarizuota išilgai magnetinio lauko, o dvi kraštutinės skersai ir statmeniškai magnetiniam laukui. Šviesa, kurią duoda natrijo garų dalelės, susideda iš vibracijų statmeniškai spinduliui, bet šitų vibracijų kryptis nuolat keičiasi. Tai pareina nuo to, kad natrijo garų dalelių vibracijos vyksta įvairių įvairiausiomis kryptimis. Mes galime šitas vibracijas išskaidyti išilgai magnetinio lauko ir statmeniškai magnetinio lauko jėgų linijoms. Vibracijos išilgai magnetinio lauko nebus pakeistos magnetiniu lauku, o vibracijos statmeniškai magnetiniam laukui bus išskaidytos į dvi vibracijas ratais priešingomis kryptimis, kaip einant polarizuotam šviesos spinduliui pro kvarco kristalą. Cirkularinės vibracijos ta prasme, kaip eina srovė elektromagneto vingiais, bus pagreitintos, o cirkularinės vibracijos, kurios vyksta priešingai srovei, tiek pat bus sutrukdytos, ir mes turėsime du spindulius skirtingo vibracijų periodo arba skirtingo dažnumo. Taigi aišku, kad užuot pasirodžius viena linija, mums pasirodys dvi linijos: viena didesnio dažnumo, kaip D linija, kita mažesnio dažnumo. Žiūrėdami išilgai magnetinio lauko, mes trečios linijos nepamatysime todel, kad vibracijos išilgai magnetinių linijų bus vibracijos išilgai matymo linijos. O žiūrint skersai magnetinio lauko, veiks mūsų akį ir tos vibracijos, nes ir jos bus statmeniškai matymo linijai.

Galima manyti, kad tas sąjūdis etery, kurį mes vadiname šviesa, sudaromas molekulų ir atomų vibracijų. Bet kadangi mūsų akį veikia kaipo šviesa tiktai vibracijos labai didelio dažnumo, pradedant nuo dažnumo 400 bilionų per sekundą, tai jau ir seniau buvo manoma, kad molekulų ir atomų vibracijos gali sudaryti etere tokį sąjūdį, kuris veikia mus kaipo šilima (šilimos spinduliai), o del šviesos vibracijų reikalinga buvo priimti daleles daug mažesnės masės kaip atomai. Mes žinome kaip magnetinis laukas veikia slenkantį elektros krovinį. Taigi įtaką magnetinio lauko šviesos spinduliui galima lengviausiai interpretuoti priėmus, kad šviesos vibracijas sudaro įelektrintos dalelės, kur kas mažesnės kaip atomai. Mes žinome iš elektrodinamikos, kokia prasme magnetinis laukas keičia traektoriją teigiamai ir neigiamai įelektrintų dalelių. Iš augščiau nurodytos įtakos magnetinio lauko šviesos spinduliui išeina, kad mes čia turime darbo su vibracijomis neigiamai įelektrintų dalelių. Didelis Olandų fizikas Lorentzas, išeidamas iš elektrostatinio ir magnetinio veikimų, davė formulą apskaityti santykiui tarp tų dalelių elektros krovinio ir jų masės, kuris galima padaryti remiantis Zeemano efektu. Šitie apskaitymai davė skaičių $1{,}65.10^7$, kuris labai mažai skiriasi nuo santykio

elektros krovinio ir masės elektronams. Tasai santykis anksčiau dar buvo nustatytas Thomsono. Elektronai gi, neigiamos elektros atomai, yra bendra sudėtinė dalis visokios rūšies atomų, o iš Zeemano efekto eina, kad jie ir yra tie vibratoriai, kurie sudaro šviesos bangas etere[1]).

Bet dar anksčiau kaip buvo surasti aprašyti čia Kerro ir Zeemano efektai, Faraday'o mokinys ir vienas iš didžiausių Anglijos fizikų Clerkas Maxwellis 1865 metais paskelbė darbą, kuriame, remiantis Faraday'aus elektrostatinės ir elektromagnetinės indukcijos interpretacija, jis įrodė matematiškai, kad šviesos sąjūdis ir elektromagnetinis sąjūdis iš esmės yra tas pats dalykas, vyksta tame pačiame mediume ir skleidžiasi tuo pačiu greitumu. Faraday'aus nuomone, elektriškas krovinys yra ne kas kita, kaip įtempimas etere, surištas su eterio elastingumu, o surastas Faraday'aus extra srovės fenomenas rodo, kad tai, ką mes vadiname eterio inercija, yra surišta su magnetizmu. Dalykas tas, kad uždarant arba pertraukiant srovę, laidininke susidaro elektros varomoji jėga, ne tik gretimuose uždarytuose laidininkuose, vadinamoji indukcijos elektros varomoji jėga, bet ir tam pačiam laidininke: uždarant srovę, laidininke susidaro vadinamoji sauindukcijos elektros varomoji jėga, kuri veikia prieš pirmykščią elektros varomąją jėgą, pertraukiant gi srovę laidininke, jame susidaro sauindukcijos elektros varomoji jėga ta pačia prasme, kaip ir pirmykščia elektros varomoji jėga. Šitie sauindukcijos fenomenai aiškiai rodo analogiją su tuo, ką mes vadiname dinamikoje inercija. Aplamai, indukcijos ir sauindukcijos fenomenai yra surišti su atmainomis jėgų linijų skaičiaus, einančių, sakysime, statmeniškai per 1 cm. ^{2} jėgų lauko pjūvio per vieną sekundą. Ir indukcijos ir sauindukcijos elektros varomoji jėga yra tiesioginai proporcinga jėgų linijų skaičiaus atmainai. Kaip sustabdymas ir paleidimas srovės yra surištas su jėgų lauko atmainomis, taip ir srovės stiprinimas arba silpninimas. Bet taip pat išjudinimas įelektrintos dalelės arba jos stabdymas, tos dalelės pagreitinimas arba sutrukdymas sudarys jėgų lauko atmainą, sudarys elektromagnetinį sąjūdį, kuris, Faraday'aus nuomone, skleidžiasi erdvėje tam tikru greitumu. Faraday'us instinktyviai nujautė, kad tasai greitumas nesiskiria nuo šviesos greitumo.

Prie to, kas čia pasakyta, reikia dar pridėti, kad 1865—66 metais visos eilės fizikų, o ypač Danų fiziko Fedderseno ir anglų fiziko Williamo Thomsono buvo įrodyta ir eksperimentu patvirtinta, kad išlydis užtaisyto kondensatoriaus, sakysime, Leydeno bonkos, vyksta oscilacijomis, vibracijomis, nelyginant kaip išsilyginimas įtempimų ištempto ir atleisto spyruoklio. Spyruoklis vibruoja, kol visa jo įtempimo potencinė energija virsta šilima. Bet panašiai osciliuoja arba vibruoja išsilydydama užtaisyta Leydeno bonka. Elektros kibirkštis, kuri pasiekus tam tikrą įtempimą tarp rutuliukų, sujungtų su išvidiniu ir išoriniu Leydeno bonkos pamušalais, pramuša pagaliau įtemptą orą ar kitą kokį dielektriką tarp rutuliukų ir veda prie įtempto dielektriko atsitaisymo, sudaro elektros srovę, judėjimą teigiamų ir neigiamų elektros krovinių priešingomis kryptimis. O tasai judėjimas, ta srovė veda prie to, kad atsitaisant dielektrikas peršoka, taip sakant, savo pusiausvyros stovį ir kaipo išdava Leydeno bonkos pamušalai užsitaiso priešingai, kaip buvo iš pradžios: jeigu iš pradžios išorinis pamušalas buvo teigiamas, o išvidinis — neigiamas, tai dabar išorinis pamušalas bus neigiamas, o išvidinis bus teigiamas. Pasiekus tam tikrą įtempimą kibirkštėlė šoks dabar nuo išvidinio pamušalo į išorinį ir sudarys elektros krovinių judėjimą, elektros srovę priešinga kryptimi, kaip buvo pirmą sykį. Bet tai užtaisys vėl Leydeno bonką taip, kaip ji buvo užtaisyta iš pradžios. Vienu žodžiu, išsilydant užtaisytai Leydeno bonkai mes turėsime ne vieną, bet keletą kibirkščių, lekiančių tai nuo išorinio pamušalo į išvidinį, tai atžagariai, turėsime eilę elektros oscilacijų arba vibracijų, pakol visa Leydeno bonkos energija virs šilima. Taigi Leydeno bonkos, aplamai užtaisyto kondensatoriaus išlydis yra visiškai panašus į išsilyginimą įtempimų suspausto arba įtempto ir atleisto spyruoklio. Bet užtaisytas elektriškai išsilydąs kūnas randasi etere. O eteriui mes pripažįstame du pagrindinius savumus, reikalingus tam, kad jame galėtų susidaryti ir

[1]) Zeemano efekto teorija smulkiau išdėstyta Prof. V. Čepinskio brošiūroje „Atomas" (Elektrinė materijos teorija), „Kosmoso" leidinys.

skleistis bangos, būtent, mes pripažįstame eteriui elastingumą ir inerciją, arba masingumą. Taigi kaip vibruojąs kamertonas sudaro bangas ore ir yra garso priežastis, taip ir elektros oscilacijos išsilydant Leydeno bonkai sudaro etere bangas, sudaro šviesą. Williamas Thomsonas davė ir formulą periodui šitų bangų etere apskaityti, būtent, $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Cia T reiškia periodą, L laidininko sauindukcijos koeficientą, o C kondensatoriaus talpumą.

Visa tai buvo žinoma Maxwelliui, ir jis, būdamas kartu ir didelis matematikas, sugebėjo išreikšti šešiomis pagrindinėmis diferencinėmis lygtimis visus elektromagnetinio lauko ypatingumus, remdamasis Faraday'aus jėgų lauko koncepcija ir taikindamas tam laukui srovių ir verpetų hidrodinamines lygtis. Šitos garsios šiandien fizikoje Maxwellio lygtys įgalina apskaityti elektrišką intensingumą arba elektrostatinį veikimą bet kurioje lauko vietoje, jeigu duotas šitoje vietoje magnetinio lauko stiprumas, ir atbulai, apskaityti magnetinio lauko stiprumą bet kurioje elektromagnetinio lauko vietoje, jeigu duotas toje vietoje elektrostatinio lauko stiprumas. Remdamasis šitomis lygtimis, Maxwellis duoda bendrą lygtį elektromagnetinės bangos, būtent:

$$\frac{\mu K}{c^2}\,\frac{d^2X}{dt^2} = \frac{d^2X}{dx^2} + \frac{d^2X}{dy^2} + \frac{d^2X}{dz^2}.$$

Čia μ reiškia mediumo, kuriame susidaro elektros magnetinis sąjūdis, magnetinį pralaidumą, K to mediumo dielektrinę konstantą arba specifinį elektrostatinės indukcijos talpumą, c šviesos greitumą tuštumoje, X reiškia vieną iš trijų ordinatų erdvinės koordinatų sistemos ir turima omeny elektromagnetinis sąjūdis išilgai koordinatos X, kuris skleidžiasi erdvėje į visas puses.

Bet fizikoje jau senai buvo žinoma pagrindinė periodinio judėjimo diferencinė lygtis: $\frac{d^2X}{dt^2} = V^2\left(\frac{d^2X}{dx^2} + \frac{d^2X}{dy^2} + \frac{d^2X}{dz^2}\right)$. Tai yra bangavimo lygtis bendriausia forma. Ta lygtis rodo, kad periodinio sąjūdžio sklidimas arba banga yra funkcija erdvės ir laiko, išreikšta šita lygtimi. Sulyginę šitą lygtį su anksčiau duotąja, mes pamatysime jų visišką identiškumą, jeigu mes priimsime, kad $V^2 = \frac{C^2}{\mu K}$. Taigi išeina, kad elektromagnetinis sąjūdis išilgai koordinatos X skleidžiasi erdvėje bangos pavidalu greitumu $V = \frac{c}{\sqrt{\mu K}}$. Tiksliai kalbant tai reiškia, kad elektriškojo intensingumo komponenta išilgai koordinatos X skleidžiasi fiziniam mediume greitumu $V = \frac{c}{\sqrt{\mu K}}$. Bet tas pats ir tokiu pat būdu galima įrodyti ir elektriškojo intensingumo komponentoms išilgai koordinatų Y ir Z ir magnetinio intensingumo visoms trims komponentoms. Bet kur tik mes turime elektriškojo intensingumo sklidimą, ten visuomet reiškiasi ir magnetiško intensingumo sklidimas. Einant Faraday'aus modeliu, kur tik keičiasi elektrostatinio lauko jėgų skaičius, keičiasi visuomet toje pačioje vietoje ir magnetinio lauko jėgų skaičius, ir atbulai. Vienu žodžiu, elektriškas sąjūdis visuomet surištas su magnetiniu sąjūdžiu, ir tie du sąjūdžiai sudaro erdvėje elektromgnetines bangas, kurios skleidžiasi į visas puses greitumu $V = \frac{c}{\sqrt{\mu K}}$. Išreiškiant magnetinį pralaidumą μ elektromagnetiniais vienetais, o dielektrinę konstantą K (specifinį medžiagos elektrostatinės indukcijos talpumą) elektrostatiniais vienetais, šitos dvi konstantos orui bus lygios 1. Taigi ore ir tuštumoje etektromagnetinių bangų greitumas yra lygus c.

Elektromagnetizmo srityje vartojami dviejų rūšių vienetai įvairiems elektriškiems ir magnetiškiems dydžiams matuoti, būtent, elektrostatiški ir elektromagnetiški vienetai. Santykis bet kurių tų dviejų rūšių vienetų, sakysime, elektros kiekių, elektros potencialo, elektros talpumo visuomet reiškia pobūdį greitumo ir yra lygus greitumui c bendrai n-tajame laipsnyje. Pavyzdžiui, santykis elektrostatiško ir elektromagnetiško vienetų talpumo yra lygus c^2. Kondensatoriaus talpumą elektrostatiškais vienetais mes galime

apskaityti, o elektromagnetiškais vienetais išmatuoti, užtaisę kondensatorių elektra ligi tam tikro potencialo ir išlydžius jį per galvanometrą. Tokiu būdu mes galime surasti konstantą c grynai elektrišku metodu. Pasirodo, kad šita konstanta yra lygi apskritai 3.10^{10} cm. per sekundą, kaip tai išeina iš eilės augščiau nurodytų matavimų. Tai yra skaičius šviesos greitumo tuštumoje ir ore (ore kiek mažiau, nors skirtumas ir labai mažas). Taigi išeina, kad elektromagnetinės bangos skleidžiasi ore tuo pačiu greitumu, kaip šviesos bangos, ir todel negalima abejoti, kad elektromagnetinėms ir šviesos bangoms yra tas pats substratas ir kad iš esmės elektromagnetinės ir šviesos bangos yra tos pačios rūšies sąjūdis ir skiriasi tik bangų ilgiu arba dažnumu. Tai buvo paskelbta Maxwellio 1865 metais ir tuo pačiu laiku buvo nurodyta, kad elektromagnetinės bangos yra skersos bangos. Kur tik erdvėje skleidžiasi sąjūdis elektrostatiškam lauke, ten visuomet statmeniškai tam elektrostatiškam laukui susidaro magnetinis laukas ir skleidžiasi erdvėje. Kada, pavyzdžiui, eina elektros išlydis tarp dviejų metalinių rutuliukų, sujungtų su dviem pamušalais kondensatoriaus, sakysime, Leydeno bonkos, tai elektriškos vibracijos vyksta išilgai kibirkšties linijos, o magnetiškos vibracijos arba, tiksliai kalbant, magnetiški judėjimai ratu vyksta statmeniškai kibirkšties linijai. Taigi aplinkos mediume, sakysime, etere skleidžiasi tuo pačiu laiku du sąjūdžiai: elektriškasis sąjūdis išilgai kibirkšties linijos ir magnetiškasis sąjūdis ratais statmeniškai tai kibirkšties linijai. Abudu tie sąjūdžiai ir sudaro vieną elektromagnetinę bangą, būtent, skersą bangą.

Šitos grynai teoretiškos Maxwellio išvados buvo patvirtintos Hertzo eksperimentais tik 1887—1888 metais, kuriam pasisekė padirbti elektromagnetinius oscilatorius arba vibratorius labai didelio dažnumo, kurie, vadinasi, duoda elektromagnetines bangas palyginti trumpas, taip kad tokių bangų sklidimą galima sekti kambary, nedideliuose atstumuose. Remdamasis augščiau jau duotąja formula W. Thomsono elektriškų vibracijų periodui $T=2\pi\sqrt{LC}$, Hertzas padirbo vibratorius mažo talpumo C ir vartojo laidininkus mažo sauindukcijos koeficiento L, paėmęs vietoj kondensatoriaus dvi metalines plokšteles ir sujungęs jas su rutuliukais storomis vielomis. Tokiu būdu jam pasisekė gauti elektriškas vibracijas arba oscilacijas mažo periodo arba didelio dažnumo. Padirbęs sau iš metalinio lanko laidininką su nedideliu tarpu tarp dviejų mažučių metalinių rutuliukų, užmautų ant sulenkto lankų laidininko galų, ir suderinęs tokio laidininko vibracijų periodą su periodu vibratoriaus, jis turėjo rezonatorių, vadinasi, galėjo sekti sklidimą elektromagnetiškos bangos aplinkoje, sudarydamas žinomas jau mums stovimąsias bangas ir gaudamas tarp rutuliukų savo rezonatoriaus kibirkštėles stovimosios bangos antimazguose. Taigi Hertzas sugebėjo išmatuoti savo elektromagnetiškų bangų ilgį λ, nes nuo antimazgo ligi antimazgo mes turime pusę bangos ir išmatavus tą ilgį iš žinomos jau mums formulos $\lambda = vT = v \cdot 2\pi\sqrt{CL}$ apskaityti šitų bangų greitumą v ir patvirtinti, kad tas greitumas yra šviesos greitumas. Taigi Hertzo eksperimentai galutinai nustatė tą faktą, kad šviesos bangos ir elektromagnetinės bangos yra iš esmės tas pats dalykas. O smulkiau elektromagnetinės teorijos pagrindai bus išdėstyti paskutiniame VII Fizikos paskaitų skyriuje „Magnetizmas ir Elektra“ [1]).

Taigi šiandien mes turime šių rūšių elektromagnetines bangas: 1) elektromagnetines bangas bangų ilgio λ nuo ∞ ligi 6000 μ; 2) šilimos bangas bangų ilgio nuo 300 μ ligi 0,8 μ; 3) šviesos bangas bangų ilgio nuo 0,8 μ ligi 0,1 μ; 4) Rentgeno spinduliai bangų ilgio nuo 0,001 μ ligi 0,00003 μ.

Kaipo išdava elektromagnetinės šviesos teorijos, atkreipsime domės dabar į šį dalyką. Visiems permatomiems kūnams magnetinis laidumas μ labai mažai skiriasi nuo 1. Taigi tokiems kūnams elektromagnetinių bangų greitumas bus $\frac{c}{\sqrt{K}}$. Antra vertus, šviesos greitumas tokiems kūnams bus $\frac{c}{n}$, kur n reiškia permatomo kūno lūžimo koe-

1) Žiūrėk dar apie elektromagnetinę šviesos teorija prof. V. Čepinskio brošiūrą „Atomas“. Elektrinė materijos teorija, „Kosmoso“ 1925 metų leidinys.

ficientą. Taigi išeina $\frac{c}{\sqrt{K}} = \frac{c}{n}$ arba $n = \sqrt{K}$, arba $n^2 = K$. Zodžiais išeina, kad lūžimo koeficiento kvadratas turi būti lygus dielektrinei konstantai. Šita išvada iš Maxwellio teorijos visiškai atitinka tikrenybę, kada mes turime darbo su dujomis. Orui, vandeniui, anglies rūgščiai ir t. t. $n = \sqrt{K}$, bet skystų ir kietų permatomų kūnų šita išvada neatitinka. Taip—vandens lūžimo koeficientas natrijo linijai yra lygus 1,33, tuo tarpu vandeniui $\sqrt{K} = 9$. Tokioj būklėj yra dauguma permatomų skystų ir kietų kūnų. Mes jau žinome, kad lūžimo koeficientas n pareina nuo bangos ilgio λ, ir šitas faktas, kuris yra tikra priežastis šviesos dispersijos, nesuderinamas su augščiau nurodyta išvada iš Maxwellio teorijos. Reikia vienok turėti galvoj, kad lūžimo koeficientas n nustatomas šviesos bangoms, vadinasi, tokiems laukams, kurie baisiai greitai mainosi, tuo tarpu dielektrinė konstanta laboratorijoj nustatoma elektrostatiniam laukui, vadinasi, bangoms $\lambda = \infty$. Taigi galima manyti, kad augščiau duotasis Maxwellio santykis tarp dielektrinės konstantos ir lūžimo koeficiento juo labiau atitiks tikrenybę, juo mažiau pareis lūžimo koeficientas nuo bangos ilgio ir visiškai atitiks tą tikrenybę ten, kur tasai lūžimo koeficientas visiškai nepareis nuo bangos ilgio. Tokiu būdu mes prieiname prie labai svarbaus klausimo, apie kurį trumpai buvo kalbėta jau anksčiau 8 §, būtent, prie santykių tarp šviesos bangų ilgių ir lūžimo koeficientų, kitaip sakant, prie dispersijos klausimo. Mes jau žinome, kad perėjus šviesai, išsklaidytai prizma, per tą ar kitą permatomą mediumą, spektre susidaro absorbcijos bruožai ir labai dažnai arti nuo tų absorbcijos bruožų konstatuojama arba be galo dideli lūžimo koeficientai, vadinasi, be galo smarki dispersija arba be galo maži lūžimo koeficientai, be galo silpna dispersija. Taip Le Roux 1869 metais konstatavo, kad jodo garai smarkiau laužia raudonus spindulius, kaip violetinius spindulius, o 1870 metais Christiansen rado, kad fuksino skiediniui spirite lūžimo koeficientas auga einant nuo Frauenhoferio linijos B į D, vadinasi, keičiasi normaliai. Bet, einant nuo Frauenhoferio linijos D ligi G (žalia linija), lūžimo koeficientas smarkiai puola, tai yra keičiasi visiškai anormaliai, o einant toliau nuo G į violetinę pusę, lūžimo koeficientas vėl auga. Taigi čia mes turime vadinamąją anormališką šviesos dispersiją. Strasburgo fizikas Kuntdas savo tyrinėjimais įrodė, kad šita anomališka dispersija reiškiasi tokioje permatomoje medžiagoje, kuri turi smarkią paviršiaus spalvą ir duoda aiškius absorbcijos bruožus spektre. Remdamasis savo eksperimentais, Kundtas prieina prie tos išvados, kad einant spektre nuo raudonos pusės į violetinę pusę, vadinasi, augštyn (nuo mažų lūžimo koeficientų prie didelių lūžimo koeficientų), spindulių nuokrypis būna nenormaliai padidintas žemiau absorbcijos bruožo, bet arti nuo jo, ir nenormaliai sumažintas augščiau absorbcijos bruožo ir arti nuo jo.

1871 metais Sellmeyeris paskelbė gražią dispersijos teoriją, kuri puikiai išaiškina kaip normaliosios dispersijos visas smulkmenas, taip ir anomališką dispersiją. Sellmeyerio teorijos pagrindas išdėstytas „Bangų mokslo“ skyriuje, 6 §, puslap. 60—65, kur buvo kalbama apie skersų bangų greitumą homogeniniame kietame elastingame mediume, į kurį įterpta daugybė labai mažų masingų dalelių. Remdamies Zeemano efektu, mes galime žiūrėti į elektronus kaipo į tas smulkias daleles. Norint išaiškinti refrakcijos ir dispersijos fenomenus, reikia priimti, kad eterio savumai yra modifikuoti šitomis materialinėmis dalelėmis ta prasme, kad šviesos bangų greitumas tokiam etery darosi mažesnis. Lengviausia šitą greitumo sumažėjimą suprasti žiūrint į dalyką taip, kaip pažiūrėjo Sellmeyeris, būtent, kad įterptos į eterį materialinės dalelės, kurios savo vibracijomis sudaro šviesos bangas, užima tam tikras pusiausvyros būkles iš atžvilgio į eterį. Taigi pasistūmimas eterio tokios dalelės kaimynystėje pakeičia jos pusiausvyros būklę. Atlenkta dalelė iš atžvilgio į eterį ima vibruoti apie savo pusiausvyros būklę tam tikru periodu. Sellmeyeris priima, kad skaičius tokių įterptų vibruojančių dalelių yra labai didelis, taip kad labai daug tokių delelių tilpsta vienos šviesos bangos atstume. Bet tos dalelės tokios mažos, jog jos užima labai mažai vietos etere ir todel nekeičia eterio kietumo modulio. Tam tikro periodo šviesos bangos, kurios skleidžiasi etere, išjudina tas daleles ir tų dalelių reakcija modifikuoja šviesos greitumą etere, su įterp-

tomis dalelėmis. Tegu tūrio vienete būna n_1 tokių pašalinių dalelių su laisvu vibracijų perijodu T_1 ir n_2 dalelių su laisvu švytavimoperiodu T_2, ir tegu etere, kuriame įterptos tos dalelės, skleidžiasi bangos periodo T. Pažymėję greitumą bangų homogeniniam etere (tuštumoje raide V_0, o etere su įterptomis dalelėmis raide V, mes galime apskaityti šitą greitumą V iš lygties: $\frac{V_0^2}{V^2} - 1 = n_1 K_1 \frac{T^2}{T^2 - T_1^2} + n_2 K_2 \frac{T^2}{T^2 - T_2^2}$. (žiūr. „Bangų mokslo", 6 §, puslap. 64). Mes jau žinome, kad $\frac{V_0}{V} = \mu$ (permatomos medžiagos lūžimo koeficientas). Turėdami šitą galvoj ir padauginę skaitiklius ir vardiklius dešiniosios lygties pusės iš V_0^2, mes gausime:

$$\mu^2 = 1 + n_1 K_1 \frac{V_0^2 T^2}{V_0^2 T^2 - V_0^2 T_1^2} + n_2 K_2 \frac{V_0^2 T^2}{V_0^2 T^2 - V_0^2 T_2^2}.$$

Bet $V_0 T = \lambda$, $V_0 T_1 = \lambda_1$ ir $V_0 T_2 = \lambda_2$. Taigi pagaliau mes turėsime tokią lygtį: $\mu^2 = 1 + n_1 K_1 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + n_2 K_2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$, kuri išreiškia lūžimo koeficientą μ permatomos medžiagos bangų ilgiais. Tai yra pagrindinė formula Sellmeyerio dispersijos teorijos. Reikia pasakyti, kad šita formula kiek vėliau buvo išvesta ir Helmholtzo.

Pažiūrėsime dabar, kaip pareina lūžimo koeficientas nuo bangų ilgio. Visų pirma imsime be galo trumpas bangas. Kada λ yra labai mažas dydis, tai antrasai ir trečiasai nariai dešiniosios pusės paskutinės lygties virsta 0, ir mes turime $\mu^2 = 1$. Vadinasi, be galo trumpos bangos skleidžiasi medžiagoje tuo pačiu greitumu, kaip ir laisvam etere (tuštumoje). Dabar suprantama, kodel Rentgeno spinduliai neužlūžta eidami per įvairią medžiagą, nes mes dabar žinome, kad Rentgeno spindulių bangos yra trumpiausios bangos.

Paimsime be galo ilgas bangas ir pritaikinsime joms Sellmeyerio lygtį tokia forma:

$$\mu^2 = 1 + n_1 K_1 \frac{\lambda^2 - \lambda_1^2 + \lambda_1^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + n_2 K_2 \frac{\lambda^2 - \lambda_2^2 + \lambda_2^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

Mes čia padidinome ir sumažinome skaitiklį antrojo nario λ_1^2, o trečiojo nario λ_2^2, vadinasi, šitų narių didumo nepakeitėme. Iš šitos lygties iseina:

$$\mu^2 = 1 + n_1 K_1 + n_2 K_2 + n_1 K_1 \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + n_2 K_2 \frac{\lambda_2^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$$

Jeigu $\lambda = \infty$, tai paskutinės lygties dešiniosios pusės ketvirtasai ir penktasai nariai virsta 0 (arba labai mažai skirsis nuo 0, kada λ yra labai didelė palyginant su λ_1 ir λ_2 bangomis, kurios atitinka laisvas dalelių n_1 ir n_2 vibracijas). Turėdami šitą galvoj, mes gausime: $\mu^2_\infty = 1 + n_1 K_1 + n_2 K_2$. Kaip mes jau žinome, $K = \frac{f\, T^2}{(2\pi)^2 d}$ (žiūr. „Bangų mokslo" 6 §, 63 pusl). Vadinasi, K yra teigiamas dydis, taip pat ir K_2 ir K_2. Taigi $n_1 K_1$ ir $n_2 K_2$ irgi yra teigiami dydžiai. Iš čia iseina, kad lūžimo koeficientas permatomoje medžiagoje be galo ilgoms bangoms visuomet bus didesnis kaip 1. Antrai nuo galo lygčiai galima suteikti tokią formą:

$$\mu^2 = \mu^2_\infty + \frac{C_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{C_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$$

Čia $C_1 = n_1 K_1 \lambda_1^2$ ir $C_2 = n_2 K_2 \lambda_2^2$ — dvi konstantos, o vietoj $1 + n_1 K_1 + n_2 K_2$ paimtas lygus jam dydis μ^2_∞ (lūžimo koeficientas be galo ilgoms bangoms). Sita forma lygtis tinka dispersijos fenomenams interpretuoti. Kad nustatytume, kaip pareina lūžimo koefecientas μ nuo bangos ilgio λ, pasinaudosime tokiu konkrečiu pavyzdžiu, kuriame konstanta $C_1 = 43{,}2$ ir konstanta $C_2 = 14{,}4$, o kvadratas lūžimo koeficiento be

galo ilgoms bangoms $\mu^2_\infty = 1,7$. Paimsime dabar bangas ilgių $\lambda_1 = 12$ ir $\lambda_2 = 6$ bet kuriais savavališkais vienetais. Tad mes gausime tokią lygtį:

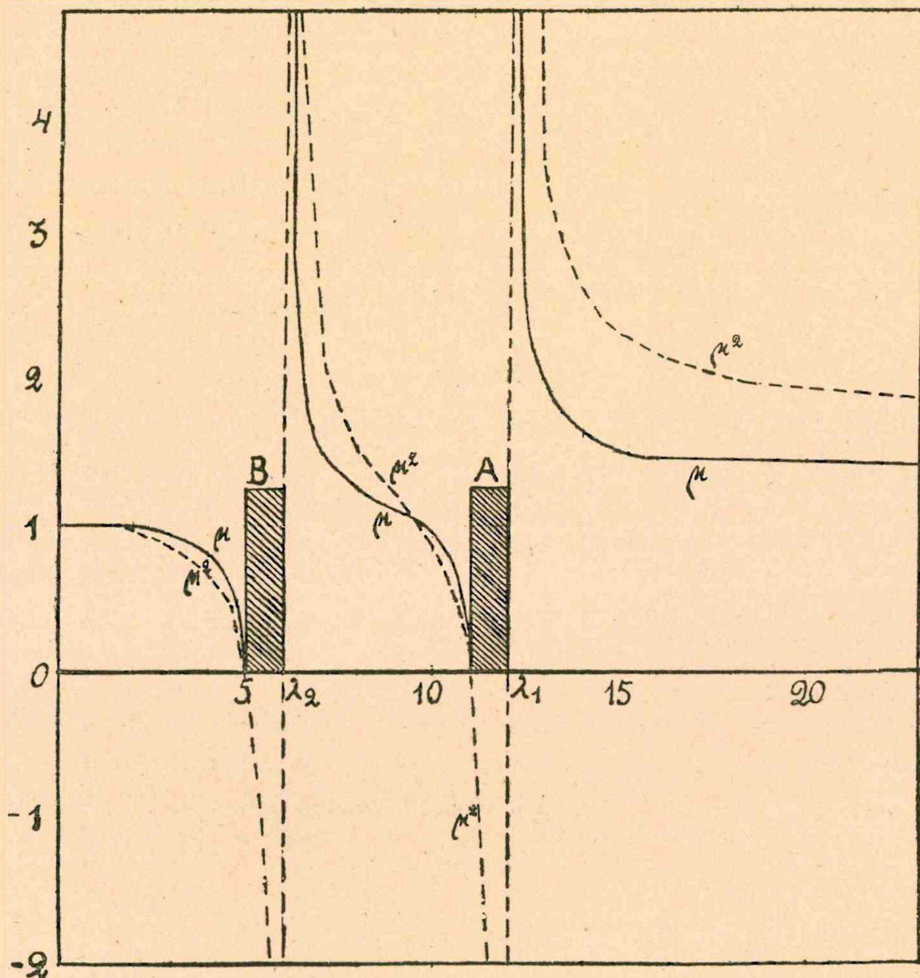
$$\mu^2 = 1,7 + \frac{43,2}{\lambda^2 - 144} + \frac{14,4}{\lambda^2 - 36}$$

Pakeitę iš eilės šitoje lygtyje λ skaitmenimis, pradėdami nuo 25 ligi 0, mes gausime eilę skaičių del μ^2. Atidėdami ordinatomis μ^2 arba kvadratinę šaknį iš jo, tai yra μ, o abscisomis bangų ilgius, mes gausime charakteringas kreivąsias, kurios rodo, kaip lūžimo koeficientas μ keičiasi drauge su bangos ilgiu λ. Tokiu būdu konstruota diagrama, kurią atvaizduoja 219 piešinys. Interpretuosime šitą diagramą. Pakeičiant augščiau duotoje lygtyje λ skaitmenimis iš eilės, pradedant nuo 25 ligi 12, aišku, kad vardikliai trupmenų dešinioje lygties pusėje mažės, mažėjant λ, vadinasi, tos trupmenos didės ir μ^2, reiškia, ir μ didės. Vadinas, mažėjant bangų ilgiui, λ lūžimo koeficientas didėja, ką mes jau žinome iš 8 § ir 12 ir 13 §§. Kada bangos ilgis λ ims artintis prie 12, trupmenos $\frac{43,2}{\lambda^2 - 144}$ vardiklis artinsis prie 0, vadinasi, šita trupmena artinsis prie begalybės. Taigi punktyru nupiešta linija iš dešinės 219 piešinio pusės, kuri atvaizduoja eigą μ^2, mažėjant bangos ilgiams iš pradžios kįla augštyn pamaži, bet paskui kįla smarkiau ir pagaliau asimptotiškai artinasi prie ordinatos, atitinkančios abscisą $\lambda = 12$ ir susikerta su šita ordinata begaliniam atstume nuo abscisos. Žemiau stora linija nupiešta eiga μ trumpėjant bangoms. Pavidalas kreivosios μ toks pat, kaip ir kreivosios μ^2. Vadinasi, kada $\lambda = 12$, tai mes turėsime be galo didelį lūžimo koeficientą. Bet 144 yra ne kas kita, kaip λ_1^2. Reiškia $\lambda_1 = 12$ yra bangos ilgis radiacijų, kurias duoda mediumas, jeigu jame bus išjudintos dalelės laisvo švytavimo periodo T_1. Einant 8 § paminėtu Kirchhofo dėsniu, tas mediumas absorbuos bangas periodo T_1 ir ilgio λ_1, kitaip sakant, absorbuos bangas ilgio $\lambda = 12$ ir mes turėsime vietoj šviesos linijos, atitinkančios toms bangoms, absorbcijos bruožą. Šitą absorbcijos bruožą 219 piešiny atvaizduoja užbraižytas stačiakampis keturkampis A. Taigi nepasiekiant šito bruožo, bet arti nuo jo, mediumas rodo nenormaliai didelį lūžimo koeficientą bangoms, truputį ilgesnėms kaip tos bangos, kurias jis absorbuoja. Mažėjant bangos ilgiui λ nuo dydžio kiek didesnio kaip 12 ligi dydžio truputį mažesnio kaip 12, vardiklis augščiau duotos trupmenos pareina nuo labai mažo teigiamo dydžio į labai mažą neigiamą dydį. Vadinasi, pati trupmena persimeta nuo be galo didelio teigiamo dydžio į be galo didelį neigiamą dydį. Taigi kada λ yra truputį mažesnis kaip 12, vertė μ^2 yra neigiama. Mažėjant λ toliau, augščiau duotoji trupmena pasiliekia neigiama, bet jos vertė mažėja. Antra vertus, trupmena $\frac{14,4}{\lambda^2 - 36}$ turi teigiamą vertę, kuri auga artinantis λ prie 6. Taigi kada λ mažėja nuo 12 ligi 6, tada vertė μ^2 persimeta nuo be galo didelio neigiamo dydžio į be galo didelį teigiamą dydį. Kol kreivoji μ^2 perkerta ašį, tai yra, kol μ^2 turi neigiamą vertę, lūžimo koeficientas μ neturi jokios realios vertės ir, vadinasi, šitoje srityje nėra jokios šviesos transmisijos. Taigi aišku, kad išbraižytas stačiakampis keturkampis A reprezentuoja padėtį absorbcijos bruožo, kuris nėra apribotas tik bangos ilgiu, atitinkančiu vibruojančių dalelių n_1 laisvą švytavimo periodą, bet yra išsiplėtęs šiek tiek į spektro violetinę pusę. Taigi tikrų absorbcijos linijų nėra, o visuomet yra absorbcijos bruožai. Bet, aplamai, šitų bruožų platumas yra mažas, išskyrus tik tokius atsitikimus, kada vibruojančių dalelių skaičius yra labai didelis. Taip Becquerelis konstatavo natrijo garų absorbcijos bruožų skėtimąsi padidinus tų garų spaudimą.

Kada kreivoji μ^2 perkerta abscisos ašį, μ^2 darosi teigiamas dydis ir iš pradžios turi vertę mažesnę kaip 1. Tai reiškia, kad atitinkančių ilgių bangos skleidžiasi tokiame mediume greitumu, didesniu kaip laisvam etere arba tuštumoje. Taigi mediumas turi nenormaliai žemą lūžimo koeficientą bangoms, kurios yra truputį trumpesnės kaip tos bangos, kurias mediumas absorbuoja.

Kada λ mažėjant pasiekia vertę 6, antrasai trupmenos vardiklis darosi lygus 0 ir ta trupmena darosi be galo didelė. Vadinasi, μ^2 vėl įgyja be galo didelės teigiamos

vertės. Pasidarius λ truputį mažesniam kaip 6, šitos antrosios trupmenos vertė darosi neigiama ir labai didelė, vadinasi, μ^2 vėl įgyja labai didelės neigiamos vertės. Šitas atmainas μ^2 ir atitinkančias atmainas μ atvaizduoja punktyru nupieštos ir tirštos kreivos linijos kairioje pusėje 219 piešinio viršum abscisų linijos ir žemiau tos linijos. Taigi, jeigu į eterį yra įterptos dviejų rūšių masingos dalelės n_1 ir n_2, tai mes turėsime du absorbcijos bruožus, būtent: bruožą A, atitinkantį savąją radiaciją dalelių n_1, bangos ilgio λ_1 ir periodo T_1, ir bruožą B, atitinkantį savąją radiaciją dalelių n_2 bangos ilgio λ_2 ir periodo T_2. Mažėjant λ_1, teigiama vertė antrosios trupmenos



219 pieš.

artinsis prie 1. Todel ir antrajam absorbcijos bruožui mes turime nenormaliai didelį lūžimo koeficientą bangoms, kurių ilgis yra truputį didesnis kaip tų bangų, kurias absorbuoja įterptos į mediumą dalelės n_2 ir nenormaliai mažą lūžimo koeficientą tokioms bangoms, kurių ilgis yra truputį trumpesnis kaip tų bangų ilgis, kurias absorbuoja dalelės n_2. Taigi Sellmeyerio lygtis duoda išvadas, kurios visiškai sutinka su eksperimentu. 219 piešinio kreivosios rodo, kad aplamai medžiagos lūžimo koeficientas auga mažėjant bangų ilgiui. Truputį žemiau absorbcijos bruožo, vadinasi, į raudoną spektro pusę nuo šito bruožo, lūžimo koeficientas yra nenormaliai didelis, o truputį augščiau absorbcijos

bruožo, vadinasi, į spektro violetinę pusę, tasai koeficientas yra nenormaliai žemas, net mažesnis kaip 1. Paskutinės išvados visiškai sutinka su anksčiau paminėtais Kundto tyrinėjimais ir jo išvadomis. Vėlesni tyrinėjimai Pflugerio, Woodo, Becquerelio, Rubenso ir kitų, liečiantieii dispersiją ir absorbciją, visiškai patvirtino Sellmeyr'io teoriją. Mes čia pažymėsime tik Becquerelio tyrinėjimų vaisius, kurie ypatingai įdomiai patikrina Sellmeyerio teoriją. Pakeliui spindulių, kurie perėję pro prizmą sudarė gulščią tolydinį spektrą, Becquerelis patalpino intensingai geltoną natrijo liepsną pavidalo plono pleišto su laužiamuoju krantu, pastatytu augštyn ir gulsčiai. Arti nuo geltonos linijos D_1 į spektro raudoną pusę Becquerelis pastebėjo griežtą spektro gulsčios linijos užlenkimą žemyn, vadinasi, į pleišto prizmos bazę, kuris užlenkimas rodė į nenormalų padidėjimą lūžimo koeficiento bangų, truputį ilgesnių kaip D_1 natrijo garuose. Taip pat Becquerelis pastebėjo arti nuo linijos D_1, bet į violetinę spektro pusę, griežtą spektro užlenkimą augštyn į pusę laužiamojo kranto liepsnos prizmos, kitaip sakant, konstatavo nenormalų sumažėjimą lūžimo koeficiento bangoms, truputį trumpesnėms kaip D_1. Tokius pat fenomenus Becquerelis konstatavo kaimynystėje natrijo D_2 linijos ir ta pačia prasme.

Drauge su dispersija ir absorbcija paliesime čia dar selektyvaus ir metališko atspindžio klausimus. Jeigu į eterį įterptos vienos rūšies dalelės n, tai, skleidžiantis šviesos bangoms per tokį eterį, mes turėsime darbo su efektyviu eterio tankumu d_1, kuriam mes turime tokią lygtį: $\frac{d_1}{d} = 1 + n K \frac{T^2}{T^2 - T_1^2}$ (žiūr. „Bangų Mokslas", 6 §, 65 puslapis). Čia d reiškia tikrą eterio tankumą. Iš šitos lygties seka, kad jeigu bangų periodas T yra lygus laisvam įterptų dalelių periodui T_1 tai tokioms bangoms mediumo efektyvus tankumas bus be galo didelis. Tai reiškia, kad tokios bangos bus smarkiai atmušamos nuo tokio mediumo paviršiaus. Vadinasi, kiekvienas mediumas ypatingai smarkiai atmuš tokias bangas, kurių ilgis bus lygus arba mažai skirsis nuo ilgio bangų, kurias mediumas absorbuoja. Tad mes turėsime vadinamą selektyvų šviesos atspindį. Pavyzdžių tam yra daug, bet mes pažymėsime čia vieną ypačiai chrakteringą pavyzdį. Rubensas, remdamasis Sellmeyerio lygtimi, konstatavo, kad kristalas silvinas (KCl) duoda absorbcijos bruožą infraraudonoms bangoms ilgio $\lambda = 67,2\mu$. Taigi tokios bangos turi būti ypatingai smarkiai atmušamos nuo silvino kristalo paviršiaus. Atmušant šviesos bangas kartotinai nuo silvino paviršiaus, panaikintos bus visos kitos bangos, išskyrus tik bangas ilgio $67,2\mu$. Rubenso eksperimentai visiškai patvirtino šitą išvadą. Rubensas pavadino tokias bangas likučių bangomis ta prasme, kad kartotinai atmušant bangas tos bangos tik ir pasiliko.

Prityrimas rodo, kad šviesa smarkiai atmušama nuo poliruotų metalinių paviršių. Negali būti abejonės, kad čia mes turime darbo su selektyviu šviesos atmušimu. Taip plonas sidabro sluogsnis ant stiklo praleidžia violetinius ir ultravioletinius spindulius, bet visiškai nepraleidžia ilgesnių spektro bangų. Taigi galima padaryti tik vieną išvadą, kad sidabro atmušimas yra selektyvus. Taip pat plona aukso plokštelė atmuša geltoną šviesą ir praleidžia žalsvai mėlyną šviesą.

Pažiūrėsime dabar, kas dedasi, kada šviesos bangos eina per tą ar kitą medžiagą. Tegu šviesos bangų periodas bus T ir vibruojančių dalelių (elektronų) laisvas periodas bus T_1. Pažymėsime dar amplitūdą vibracijų periodo T raide a. Tad amplitūda vibracijų periodo T_1 bus $a_1 = a \frac{T^2}{T^2 - T_1^2}$ (žiūr. "Bangų mokslas„ 2 §, pusl. 17). Kada $T = T_1$, tada $a_1 = \infty$. Tai reiškia, kad skleidžiantis medžiagoje tokioms šviesos bangoms, kurių periodas yra lygus laisvam periodui vibruojančių dalelių, tų dalelių vibracijos darosi be galo smarkios. Aišku, kad taip smarkiai vibruojančios dalelės absorbuoja didelį energijos kiekį ir gali net atsiskirti nuo atomų, su kuriais tos vibruojančios dalelės surištos. Taip mes žinome, kad ultravioletinė šviesa, krintanti į izoliuotą metalinį kūną, užtaisytą neigiama elektra, labai greitai išlydina tokį kūną, atskirdama nuo metalo neigiamai užtaisytos dalelės (elektronus), kurių masė yra lygi $\frac{1}{1800}$ vandenilio atomo masės. Bet kada šviesos bangų periodas ir vibruojančių dalelių laisvas

periodas skiriasi, arba kada medžiagoje skleidžiasi įvairių ilgių bangos, tai aplamai tos bangos išjudins medžiagos molekulas. Vadinasi, molekulos absorbuos bangų energiją ir panaikins tas bangas bent dalinai. Užtat išjudintos molekulos iš savo pusės sudarys vibracijas etere tik jau didesnių bangos ilgių, aplamai tokių ilgių, kurie atitinka šilimos spindulius arba infraraudoną spektro dalį, nes ir molekulų masė ir jų diametras yra per dideli, kad molekulų vibracijos būtų tokio dažnumo, į kurį reaguoja mūsų akys. Be to, kinetinės teorijos atžvilgiu šilima yra kinetinė molekulų energija. Taigi, absorbuojant įvairių periodų šviesos bangas, medžiaga ima leisti ilgas šilimos bangas ir šitas fenomenas vadinasi kalorescencija. Tai yra transformacija tikrų šviesos bangų, veikiančių akį arba net ir ultravioletinių bangų ilgas į šilimos bangas.

Esant paprastoms temperatūroms arba žemoms temperatūroms, kinetinė molekulų energija yra, sulyginti, maža ir todel tokiomis sąlygomis molekulų judėjimas sudaro etere virpėjimus, palyginti, didelių periodų arba ilgas nematomas šilimos bangas. Kįlant kūno temperatūrai, molekulų judėjimai darosi vis labiau ir labiau intensingi, molekulų susidaužimai darosi vis dažnesni ir smarkesni, ir kaipo tų susidaužimų išdava— nuo molekulų ir atomų nuskeliamos dalelės, mažesnės kaip atomai, elektronai, kurių virpėjimų periodai ir, vadinasi, tų virpėjimų sudaromos bangos yra žymiai trumpesnės, kaip molekulų sudaromos bangos, ir todel, pasiekus temperatūrai tam tikrą laipsnį, kūnas ima leisti matomas šviesos bangas. Kįlant temperatūrai auga ir tų bangų amplitūdos ir dažnumai, taip kad, sakysime, suteikiant juodam kūnui šilimą ir pasiekus temperaturai tam tikrą laipsnį, juodas kūnas leidžia bangas įvairių įvairiausių periodų, ir, žiūrėdami į tokio kūno leidžiamus spindulius pro prizmą, mes turime visą spektrą. Mes tada turime darbo su vadinamąja temperatūrine radiacija. Čia šilima yra vienintelis ir tikras šviesos šaltinis. Radiacijos intensingumas įvairiose spektro dalyse nevienodas. Juo augštesnė temperatūra, juo smarkiau intensingumo arba energijos maksimumas yra pasistūmęs į violetinę spektro pusę ir atbulai, juo žemesnė temperatūra, juo smarkiau tasai energijos maksimumas yra pasistūmęs į raudoną spektro pusę

Kitas labai svarbus ir paprastas šviesos bangų šaltinis tai yra chemijos reakcijos, kurioms vykstant molekulos ir atomai taip smarkiai išjudinami, jog nuo jų atsiskelia elektronai, kurių virpėjimai yra tikra įvairių spalvų šviesos priežastis. Bunzeno liepsna yra pavyzdys tokio fizinio kūno, kuris leidžia šviesą kaipo išdava vykstančių tame kūne chemijos procesų, būtent, degimo procesų. Šviesos procesas, sudarytas chemijos reakcijomis, vadinasi luminiscencija. Šitas procesas gali vykti ir esant, palyginti, žemoms temperatūroms, ir tada mes turime, esant paprastoms arba net ir labai žemoms temperatūroms, šviečiamus kūnus, kaip, pavyzdžiui, švietimas geltono fosforo gabaliuko, kuris randasi drėgname ore, patamsy. Tokiomis sąlygomis fosforas šviečia baltai žalsva šviesa, kaipo išdava oksidacijos (jungimosi fosforo su deguonim).

Su luminiscencija glaudžiai susiję fenomenai, žinomi fizikoje kaip fluorescencija ir fosforescencija. Tie du procesai kartu yra susiję ir su šviesos bangų absorbcija. Paėmę stiklo inde sieros rūgšties kinino skiedinį su nedideliu pertekliu sieros rūgšties ir paleidę patamsy per šitą skiedinį baltos šviesos spindulių pluoštą, mes pastebėsime, kad permatomas, skaidrus kaip vanduo kinino skiedinys šviečia gražiai mėlynai toje vietoje, kur į jį krinta balta šviesa, ir pačiam skystime visas spindulio takas šviečia mėlynai tik juo silpniau, juo didesniam atstume nuo spindulio įėjimo vietos mes žiūrime. Panašų fenomeną reiškia ir kristalas fluoro špato ($Ca\ Fl^2$). Baltas šviesos spindulys, patekęs į baltą fluoro špato kristalą, darosi mėlynas. Tą patį fenomeną rodo ir visa eilė kitų kūnų. Taip, pavyzdžiui, skiedinys chlorofilo spirite duoda raudoną spindulį, urano stiklas ir anilino dažas fluoresceinas duoda žalius spindulius, skystas parafinas mėlynus spindulius ir t. t. Stokes, kuris pirmutinis smulkiai išnagrinėjo šitą fenomeną, pavadino jį fluorescencija, remdamasis tuo, kad šitas fenomenas pirmą sykį aiškiai buvo pastebėtas su fluoro špato kristalais. Galima pagaminti ekranus iš medžiagos, kuri reiškia fluorescenciją. Atmetę tokiame ekrane spektrą, mes pastebėsime, kad fluorescencija ypatingai smarkiai reiškiasi tose ekrano vietose,kur į ekraną krinta mėlyna, violetinė ir ultravioletinė spektro dalys. Smarkiausiai ekranas šviečia charakteringa fluorescencijos medžiagai šviesa toje vietoje, kur į jį krinta ultravioletiniai spinduliai. Taigi

naudojantis fluorescencijos ekranais galima sekti ultravioletinę spektro dalį ir nagrinėti ultravioletinius spindulių savumus, ką yra atlikęs Stokes. Stokes remdamasis savo tyrinėjimais, priėjo prie išvados, kad fluorescencijoje visuomet trumpesnės šviesos bangos absorbuojamos ir jų vietoj kūnas leidžia ilgesnes šviesos bangas Taip, absorbuojant ultravioletinius spindulius, kinino skiedinys duoda mėlyną šviesą, urano stiklas ir fluoresceino skiedinys duoda žalią šviesą ir t. t. Šita išvada Stokeso žinoma kaipo Stokeso dėsnis. Bet šiandien mes žinome, kad būna ir kitaip. Taip, fluoresceinas duoda žalią šviesą absorbuodamas geltoną ir net raudoną šviesą, taip pat kaip jis duoda tą pačią žalią šviesą absorbuodamas ultrvioletinius spindulius. Vadinasi, yra išimčių Stokeso dėsnyje. Kai del šito fenomeno fluorescencijos tikros priežasties, tai čia negali būti jokių abejonių, kad absorbuojamos šviesos bangos, dažniausiai trumpiausios bangos, iššaukia medžiagoje chemišką procesą, ir jau kaipo išdava to chemiško proceso medžiaga ima leisti ilgesnes bangas (arba išimtinais atsitikimais absorbuoja ilgesnes bangas ir ima leisti trumpesnes bangas).

Pagaliau glaudžiame ryšyje su fluorescencija randasi fenomenas, žinomas fizikoje kaipo fosforescencija. Kaimo vaikai žino, kad paėmus apipuvusį lazdyno gabalą, palaikius jį kurį laiką prieš saulę ir įnešus paskui į tamsią trobą, jis šviečia gan ilgai gražia baltai žalsva šviesa. Per kurį laiką nustoja šviesti, bet jeigu jį vėl išstato prieš saulę, tai jis vėl ima šviesti tamsiam kambary. Ypatingai smarkiai rodo šitą savumą žinomas Balmaino šviesos dažas, kuris yra ne kas kita, kaip kalcio sulfidas ($Ca\ S_2$). Nušvietus tokį kalcio sulfidą saulės šviesa arba elektros lanko šviesa ir paskui palikus jį tamsiam kambary, jis ištisomis valandomis šviečia baltai žalsva šviesa. Yra ir visa eilė kitų kūnų, kurie reiškia šitą fenomeną, vadinamą fosforescencija. Tiktai laikas, per kurį tęsiasi švietimas patamsy tokių kūnų, vieniems kūnams yra gan didelis, kitiems gan trumpas. Becquerelis išmatavo šitą švietimo laiką patamsy visai eilei kūnų su pagalba aparato, vadinamo fosforoskopu, kurį jis pats konstruavo ir šituo aparatu įrodė, kad visi kieti kūnai, kurie reiškia fluorescenciją, reiškia ir fosforescenciją, tiktai tų kūnų fosforescencija tęsiasi labai trumpą laiką, pasibaigus jų nušvietimui. Taigi iš Becquerelio tyrinėjimų aišku, kad fosforescencija ir fluorescencija iš esmės yra tas pats dalykas ir yra ankštai susiję su luminiscencija. Vadinasi, ir kūnai, kurie reiškia fosforescenciją, absorbuoja trumpesnes šviesos bangas, ypatingai ultravioletines bangas, ir kaipo išdava tos absorbcijos kūnuose įvyksta tam tikros chemiškos atmainos. Patalpinus tokius kūnus patamsy, tos chemiškos atmainos vyksta atgal, atstatant pirmutinį kūno stovį, ir pakol vyksta tasai atžagarinis chemijos procesas, tie kūnai leidžia šviesą. Nušvietus tokį kūną vėl, mes vėl sudarysime tam tikras chemiškas atmainas, patamsy chemiškas procesas eis vėl atgal, ir mes turėsime fosforescenciją ir t. t. Taigi įvairiuose kūnuose vienodo ilgumo nušvietimas ir šviesa to paties stiprumo iššaukia nevienodo didumo chemiškas atmainas, ir todel fosforescencija, surišta su apgręžimu chemijos proceso, tęsiasi įvairiems kūnams nevienodą laiką.

Kad šituose fenomenuose ypatingai smarkiai veikia ultravioletiniai šviesos spinduliai, eina iš to, kad baltos šviesos spindulys, eidamas per kinino sluogsnį, šviečia mėlynai vis silpniau ir silpniau ir, pagaliau patekęs į kitą indą su tuo pačiu kininu, nebeiššaukia jokios fluorescencijos. Dalykas tas, kad skiedinys smarkiausiai absorbuoja ultravioletinius spindulius ir, perėjus per skiedinį spinduliui, jis visiškai nustoja ultravioletinės dalies ir todel nebeveikia kito skiedinio.

Pagaliau pabrėšime čia dar, kad pavadinimas fosforescencija paimtas nuo fosforo, nes buvo manoma, kad geltono fosforo švietimas drėgname ore patamsyje iš esmės yra tas pats dalykas, kaip ir, sakysime, Balmaino dažo švietimas patamsy. Bet yra ir labai svarbus skirtumas tarp fosforo švietimo ir fosforescencijos. Abiem atvejais švietimo priežastis yra chemiška reakcija. Bet fosforo oksidacija drėgname ore patamsy yra neapverčiamasis procesas, tuomet kaip fosforescencija yra surišta su apverčiamaisiais chemiškais procesais.

Labai gražų fosforescencijos pavyzdį duoda šv. Jono kirminas, kuris naktį šviečia intensinga gražia žalia šviesa. Tos šviesos priežasties reikia ieškoti kirmino biologiškuose chemiškuose procesuose, kuriuos sužadina saulės spinduliai.

Ultravioletinę spektro dalį galima pamatyti ne tik atmetus spektrą fluorescencijos ekrane, bet ir atmetus jį sluogsnyje sidabro haloidų (sidabro chloro, sidabro bromo ir sidabro jodo). Aplamai šitos sidabro druskos yra labai jautrios šviesos spinduliams, įvairioms spektro dalims, pradedant nuo geltonos dalies ir einant į violetinę dalį. Bet ypatingai tos druskos yra jautrios ultravioletiniams spinduliams, ir čia mes turime šviesos bangų absorbciją sidabro druskomis, ir kaipo išdava tos absorbcijos, chemijos procesą, būtent, skilimą sidabro druskos į elementus. Šitas chemijos procesas čia neapverčiamas. išstačius, sakysime, baltą sidabro chloridą šviesoje, jis iš pradžios įgyja violetinę spalvą, o laikant jį ilgiau šviesoje, darosi juodas, todel kad šviesa suskaldo sidabro chloridą, atstatydama metališką sidabrą pavidale labai smulkių dalelių, kurios absorbuoja visą šviesą. Aprašytą čia procesą, kuris vadinasi fotochemiškas procesas, reiškia visa eilė ir kitų kūnų, bet jis ypačiai chakteringas sidabro druskoms. Reikia vienok pasakyti, kad šito proceso smulkmenos nėra galutinai nustatytos dar ir šiandien. Neabejojamas yra tik vienas dalykas, kad ypatingai smarkiai sidabro druskų sluogsnį veikia ultravioletiniai spinduliai, ir jeigu jie veikia pakankamai ilgą laiką, tai visiškai suskaldo sidabro druskos molekulą. Ultra violetiniai spinduliai duoda žymų chemišką efektą ir kitais atvejais, ir tai jau buvo žinoma Herscheliui, kuris juos ir pavadino aktyviškais spinduliais. Savo chemišku aktingumu tie spinduliai vaidina labai didelį vaidmenį kaip negyvoje, taip ir gyvoje gamtoje. Reikia pasakyti, kad jie smarkiai absorbuojami oro, vandens, stiklo ir kitų kūnų (vanduo absorbuoja juos mažiau kaip stiklas). Išimtį sudaro kvarcas, kuris juos silpniausiai absorbuoja, taip kad norint gauti ultravioletinę spektro dalį, reikia vartoti kvarco prizmas ir kvarco linzes. O vartojant stiklo prizmas ir stiklo linzes, ultravioletinės dalies spektre arba visiškai nebus arba ji bus labai silpna.

Čia mes sustosime ties ultravioletinių spindulių reikšme vadinamam fotografiniam procesui. Jeigu šviesa veikia trumpą laiką sidabro druskos sluogsnį, tai ji neiššaukia tame sluogsnyje jokių matomų atmainų. Bet paveikus paskui tokį sluogsnį tam tikrais reaktyvais, vadinamaisiais aikštintojais, kurie atstato metališką sidabrą iš jo druskų, kaip pavyzdžiui, silpnas šarminis hidrochinino skiedinys, jie atstatys sidabrą smulkiausių dalelių pavidalo tose sidabro druskos sluogsnio vietose, kurias paveikė šviesa. Taigi trumpai veikianti šviesa jau iššaukia tam tikras atmainas sidabro druskų sluogsnyje. Tos atmainos pasiliekia vienok paslėptos, kol paveiks aikštintojas. Į šitą faktą pirmutiniai atkreipė dėmesio 1839 metais prancūzai Daguerre ir Niepce ir jiedu pirmutiniai padėjo pagrindus dabarties fotografijai, kad ir buvo jų fotografavimo procesas kitoks kaip šiandien. Jiedu paėmė sidabro plokštelę ir apklojo ją plonu sluogsniu sidabro jodido. Ant tokios plokštelės jie atmetė vaizdą pro linzę nuo objekto, kurio įvairios dalys buvo nevienodai nušviestos, nelaukdami vienok, kad sidabro druskos sluogsnis imtų keisti spalvą. Paskui jie laikė trumpą laiką šitą plokštelę gyvojo sidabro garuose (gyvasai sidabras buvo kiek pašildytas). Pasirodė, kad gyvasai sidabras deponavosi smarkiau tokiose plokštelės vietose, kurias veikė smarkesnė šviesa nuo objekto, ir silpniau tokiose vietose, kurias veikė silpnesnė šviesa nuo objekto. Pagaliau jie įmerkė šitą plokštelę į skiedinį natrijo hiposulfito, kuriame tirpsta sidabro halogenidai. Tokiu būdu jie pašalino tas sidabro druskos sluogsnio dalis, į kurias visiškai nepaveikė šviesa. Išplovus ir išdžiovinus šitą plokštelę, jie žiūrėjo į ją atmuštoje šviesoje. Kadangi šviesa nuo plokštelės ypatingai smarkiai buvo atmušama tose vietose, kuriose deponavosi storesnis gyvojo sidabro sluogsnis ir silpniau buvo atmušama tose vietose, kurias šviesa veikė silpniau ir, vadinasi, kuriose deponavosi plonesnis gyvojo sidabro sluogsnis, tai atmuštoje šviesoje nuo tos plokštelės jie gavo objekto vaizdą su tokiu šviesos ir šešėlio padalinimu, kuris visiškai atitiko šviesos ir šešėlio padalinimą objekte. Taigi paveikus objektui sidabro druskos sluogsnį trumpą laiką, kad ir nebuvo jokių matomų atmainų šitam sluogsny, jame visgi susidarė paslėptas arba slaugus objekto vaizdas. Daguerre išaikštino šitą vaizdą gyvojo sidabro garais ir fiksavo jį natrijo hiposulfitu. Taigi, ryškintoju (aikštintoju) čia buvo gyvasai sidabras, o fiksažu natrijo hiposulfitas. Veikimas gyvojo sidabro buvo čia tas, kad gyvasai sidabras, taip sakant, galutinai ištraukė sidabro daleles arba sidabro atomus, kurio ryšiai su haloidu buvo jau nusilpninti šviesos veikimu.

Dabarties fotografijos procesas iš esmės niekuo nesiskiria nuo Daguerre proceso. Šių dienų proceso tobulumas pareina nuo tobulesnių šviesai jautrių plokštelių ir nuo tinkamesnių ryškintojų ir fiksažo. Be to, pareina dar ir nuo linzių fotografijos aparato, apie ką buvo kalbama šito skyriaus 9 §.

Dabarties šviesos jautrios fotografinės plokštelės gaminamos taip. Sidabro bromido (Ag Br) emulsija želatinoje išpiliama plonu sluogsniu ant stiklo ir, sukietėjus tam sluogsniui, stiklas supiaustomas tam tikro didumo plokštelėmis. Toki plokšelė uždarytoje kasetėje įdedama į užpakalinę dalį fotografinės kameros, kurios priešakinėje dalyje randasi objektyvas. Fotografuojamas objektas randasi prieš objektyvą tam tikram atstume nuo objektyvo, taip kad toje vietoje, kur randasi šviesos jautri plokštelė, susidarytų aiškus realus atvirkščias objekto vaizdas (tai atsiekiama gaunant objekto vaizdą iš pradžios matiniame stikle ekrano užpakalinėje kameros dalyje ir paskui ištraukiant šitą ekraną ir įstumiant jo vieton kasetę su šviesos jautria plokštele). Ištraukus kasetės viršų ir atidengus objektyvą, objektas eksponuojamas, vadinasi, pradeda veikti šviesa nuo objekto šviesos jautrią plokštelę. Šita ekspozicija, aplamai, tęsiasi trumpai, kai kada keliolika ir keliasdešimts sekundų, kai kada net ir dalį sekundos. Tai pareina nuo šviesos stiprumo, kurioje daroma ekspozicija, nuo kameros objektyvo ir nuo pačios fotografinės plokštelės jautrumo šviesai. Ekspozicija neturi iššaukti fotografinės plokštelės sidabro bromido sluogsnyje jokių matomų atmainų ir turi sudaryti tik vadinamąjį slaptą vaizdą, kitaip sakant, turi sudaryti atmainas sidabro bromido sluogsnyje ta prasme, kad ten, kur tą sluogsnį paveiks smarkesnė šviesa, sidabro bromido molekulos atomai bus labiau išjudinti iš jų pasiausvyros būklės ir bus tokiu būdu labiau paruošti jų galutiniam suskaldymui ir sidabro atstatymui arba redukcijai, tose gi vietose, kur paveiks silpnesnė šviesa, ryšiai tarp atomų sidabro bromido molekulos bus silpniau paliesti ir pagaliau tose vietose fotografinės plokštelės, kur visiškai nepaveiks šviesa, ryšiai tarp sidabro bromido molekulos atomų visiškai nebus paliesti.

Po ekspozicijos eina plokštelės ryškinimas, kitaip sakant, atstatymas arba redukcija sidabro, veikiant šviesos jautrų sluogsnį tokiais reagentais, kaip, sakysime, aldehidai arba ketonai, kurie atstato iš sidabro bromido metalinį sidabrą. Dažniausiai kaipo atstatytojas vartojamas šarminis hidrochinono skiedinys. Kambary, nušviestam raudona šviesa, vadinasi, nušviestam lempa su raudonu stiklu, fotografinė plokštelė mirkoma arba, tiksliau pasakius, plaunama hidrochinono skiediny. Hidrochinonas suskaldo sidabro bromido molekulą galutinai ir atstato metalinį sidabrą, ir juo daugiau, juo smarkiau yra paveikusi šviesa tą ar kitą vietą jautraus sluogsnio. Tose vietose, kur šviesa visiškai nėra paveikusi, ir hidrochinonas neveikia, jeigu tik plokštelė mirkoma arba plaunama hidrochinone ne per ilgai. Taigi ryškinimas duoda plokštelėje juodas vietas, sudarytas smulkiausiomis atstatyto sidabro dalelėmis ten, kur buvo smarkiausias šviesos veikimas. Kur šviesos veikimas buvo silpnesnis, ir juodumas bus silpnesnis ir pagaliau ten, kur visiškai šviesa nepaveikė, šviesai jautrus sluogsnis visiškai nebus pakeistas. Nušvietus tokią plokštelę, sakysime, įnešus ją į šviesų kambarį, pajuoduos, ir tos jautraus sluogsnio vietos, kurių nepaveikė šviesa ekspozicijos metu ir kurių paskui nepaveikė hidrochinonas. Taigi pasiliekant tamsiam kambary, nušviestam tik raudona šviesa, reikia visiškai pašalinti tokias jautraus sluogsnio vietas, kurių visiškai nepaveikė šviesa ekspozicijos metu ir paskui, ryškinant, hidrochinonas. Tai daroma mirkant fotografinę plokštelę natrijo hiposulfito skiediny. Tam skiediny tirpsta tos jautraus sluogsnio dalys, kurių nepaveikė šviesa. Šitas procesas vadinasi fiksavimas. o natrijo hiposulfito skiedinys vadinasi fiksažas. Išplovę taip paruoštą plokštelę rūpestingai vandeny ir išdžiovinę, mes turėsime tai, kas vadinasi negatyvas t. y. mes turėsime stiklo plokštelę, kurioje šviesios objekto vietos bus, taip sakant, atmuštos juodai, redukuoto sidabro sluogsniais, o tamsias objekto vietas stiklo plokštelėje atitiks vietos, kuriose jautrus sluogsnis buvo nutirpintas natrijo hiposulfitu, vadinasi, tose vietose mes turėsime permatomą stiklą. Kur šviesa nuo objekto silpniau paveikė, ten mes turėsime silpnesnį redukuoto sidabro sluogsnį ir, vadinasi, ne tokį juodą, kaip ten, kur šviesa smarkiau paveikė. Vienu žodžiu, stiklo plokštelėje bus objekto vaizdas plokštumoje, tik to objekto šviesios vietos bus atvaizduotos tamsiai, o jo

tamsios vietos bus atvaizduotos permatomo stiklo sklypeliais Todel toksai vaizdas ir vadinasi negatyvas. Bet ir tokiame negatyve padalinimas šviesos ir šešėlio ir visi pusšešėliai bus atvaizduoti visiškai atitinkamai šviesos ir šešėlio padalinimams objekte, tik atžagariai

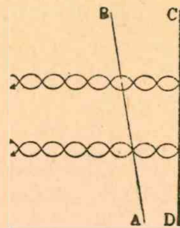
Nuo šito negatyvo daromas pozityvas. Kad gautum pozityvą, reikia turėti storo popieriaus lapą, kurio viena pusė apklota plonu sluogsniu jautrios medžiagos, sakysime, to paties sidabro bromido emulsijos želatinoje. Uždėjus negatyvą ant tokio jautraus popieriaus lapo ir išstačius tam tikruose rėmeliuose ant šviesos, šviesos spinduliai bus sulaikyti atstatyto sidabro sluogsnių ir pereis pro tokias negatyvo vietas, nuo kurių hiposulfitas natrijo nutirpino jautrų sluogsnį. Taigi popieriuje įvyks suskaldymas sidabro bromido molekulų ir atstatymas sidabro tose vietose, kur negatyvas bus permatomas ir neįvyks jokių atmainų ten, kur negatyve bus juodi sidabro sluogsniai. Šitas popierius mirkomas paskui natrijo hiposulfito skiediny, kad nutirpintų nuo popieriaus šviesai jautrų sluogsnį, kurio nepaveikė šviesa pro negatyvą. Tai vadinasi pozityvo fiksavimas. Mes tokiu būdu gauname objekto pozityvą, nes popieriuje mes dabar turėsime šviesias vietas, atitinkančias šviesias objekto vietas, ir tamsias vietas, atitinkančias tamsias objekto vietas, su padalinimais šviesos ir šešėlio visiškai taip pat, kaip objekte, tiktai be objekto spalvų. Vadinasi, fotografuodami medį mes neturėsime raudonų jo žiedų, žalių lapų ir pilko liemens, bet turėsime medį su lapais ir žiedais tos pačios, taip sakant, pilkos šviesos tik tos šviesos intensingumas bus nevienodas: lapai ir žiedai bus šviesesni kaip liemuo.

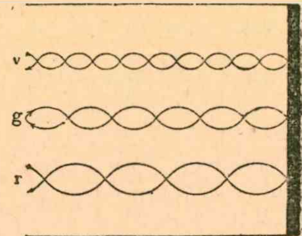
Fotografuojant spektrus pasitenkinama negatyvais, nes spektrų fotografijoje reikia dažnai atlikti įvairius matavimus, sakysime, išmatuoti atstumą tarp linijų, o gaminant pozityvus, del susitraukimo želatinos popieriuje, tie atstumai keičiasi ir nebeatitinka tikrų atstumų. Paprasta, vadinasi, sausa fotografinė plokštelė yra jautri spektro dalims pradedant nuo ežios tarp žalios ir mėlynos dalių ir ligi ultraviotetinės dalies imtinai, kitaip sakant, paprasta fotografinė plokštelė yra jautri bangoms ilgių nuo 5000 A. U. (Angströmo vienetai) ligi 2200 A. U.. Maksimum jautrumo tokia plokštelė reiškia violetinėje spektro dalyje.

1873 metais vokietis Vogelis pastebėjo, kad išmirkius paprastą fotografinę plokštelę tam tikrų dažų skiediniuose, toki plokštelė darosi jautri ir tiems spinduliams, kuriuos tokie dažai absorbuoja. Tokiu būdu šiandien gaminamos vadinamos ortochromatinės plokštelės, jautrios ne tik violetinei spektro daliai, kaip anksčiau pasakyta, bet ir žaliems ir geltoniems spinduliams, pridedant prie sidabro bromido emulsijų truputį tokių dažų, kaip eozinas ir erithrozinas Bet šiandien yra ir tokių plokštelių, kurios yra jautrios visam spektrui, pradedant nuo raudonos dalies ir baigiant ultra violetine dalimi. Tokios plokštelės vadinasi panchromatinėmis. Jos gaminamos mirkant paprastas fotografines plokšteles kai kurių izocianinų skiediniuose (izocianiniai dažai). Taigi su tokia plokštele galima fotografuoti ne tik baltoje šviesoje, bet ir išimtinai raudonoje šviesoje. Ryškinant tokias plokšteles (panchromatines), reikia dirbti arba visiškai tamsiam kambary arba kambary nušviestam silpna žalia šviesa, kuriai mūsų akis yra jautriausia, taip kad mes tokioje šviesoje greičiausiai pastebėsime fotografavimo ydas.

Jeigu šviesos spinduliai normaliai krinta į veidrodį arba stiklo plokštelę, tai jie normaliai ir atsimuša. Taigi mes tada turime eiles bangų, žengiančių priešingomis kryptimis, ir, kaip mes jau žinome, tokių bangų superpozicija susidaro stovinčios arba statiškos bangos (žiūr. „Bangų mokslas“ 4 §, pusl. 36, 37, 38). Tokios bangos charakterizuojamos tuo, kad visos jų pagautos dalelės vibruoja tiesiomis linijomis, įvairiomis amplitūdomis ir visos dalelės vienos bangos pusės randasi toje pat judėjimo fazėje, kaip ir visos dalelės kitos bangos pusės, tik taip, kad tos fazės vienos ir kitos bangos pusių priešingos. Vadinasi, tokios bangos charakterizuojamos tuo, kad dalelės abiejų bangos pusių tuo pačiu metu eina per pusiausvyros buklę ir, be to, dar tuo, kad mes čia turime vietas arba taškus, kur nėra jokio judėjimo (mazgai) ir vietas arba taškus su maksimum judėjimo (antimazgai). Tokia banga pasilieka vietoje, neslenka pirmyn ir todel ji vadinasi stovinti banga. Jau senai buvo daromi

tyrimai įrodyti tokių stovinčių bangų susidarymą šviesos bangoms, bet tie tyrimai pasisekė tik prof. Wieneriui 1890 metais. Įsivaizduokim sau, kad į stiklo plokštelę krinta normaliai šviesos spinduliai. Tie spinduliai ir atsimuša normaliai. Tada lygiagretiškai stiklo plokštelei mes turėsime, susidarius stovinčioms bangoms, eilę plokštumų, kurios eis per tokių stovinčių bangų mazgus, ir kitą eilę plokštumų, kurios eis per stovinčių bangų antimazgus. Kaip mazgų plokštumos, taip ir antimazgų plokštumos bus atstume viena nuo kitos, kuris bus lygus pusei bangos. Antimazgų plokštumos bus maksimum judėjimo plokštumos, o mazgų plokštumos minimum judėjimo plokštumos. Kadangi šviesos bangos yra labai trumpos tai tokiomis sąlygomis sunku bus pastebėti ir atskirti maksimum judėjimo vietas nuo minimum judėjimo vietų. Bet įsivaizduokime sau, kad šita stovimų bangų sistema perkirsta plokštuma, nuožulniai pastatyta iš atžvilgio į veidrodžio plokštumą. Aišku, kad šita nuožulni plokštuma bus perkirsta mazgų ir antimazgų plokštumomis, taip kad nuožulnioje plokštumoje mes gausime eilę susikirtimo linijų vienoduose atstumuose viena nuo kitos. Jeigu mes perkirstumėm mazgų ir antimazgų plokštumas normaliai veidrodžiui, tai susikirtimo linijos būtų atstume pusės bangos viena nuo kitos. Perkertant nuožulniai, tie atstumai tarp susikirtimo linijų bus didesni, ir juo didesni, juo mažesnį kampą sudaro nuožulni plokštuma su veidrodžiu. Mažinant šitą kampą galima atsiekti tai, kad to susikirtimo linijos nuožulnioje plokštumoje bus atstume 1,2 m/m. viena nuo kitos taip kad akis aiškiai juos pamatys (žiūr. 220 pieš.). Taigi Wieneris atliko tokį eksperimentą. Jis patalpino ties veidrodžiu nuožulniai plokštelę iš sidabro chlorido kolodiumo ir paveikė šitą plokštelę šviesa. Kadangi šita plokštelė perkirto mazgų ir antimazgų plokštumas nuožulniai, tai tose plokštelės vietose, kur ji susikirto su antimazgų plokštumomis, buvo visų smarkiausias šviesos veikimas, ten gi kur ji susikirto su mazgų plokštumomis, šviesos veikimas buvo visų silpniausias. Apdirbus šitą plokštelę taip, kaip paprastai apdirbamos fotografinės plokštelės po ekspozicijos, Wieneris aiškiai pamatė eilę tamsių bruožų vienoduose atstumuose vienas nuo kito ir taip pat eilę šviesesnių bruožų tuose pačiuose atstumuose vienas nuo kito. Aišku, kad tamsūs bruožai atitinka šviesos stovinčių bangų antimazgus, o šviesūs bruožai mazgus.





220 pieš.

Remiantis aprašytu čia šviesos stovinčių bangų súsidarymo būdu, Paryžiaus fizikui Lipmanui 1891 metais pasisekė nufotografuoti spektrą jo tikromis spalvomis ir, aplamai, pasisekė išdirbti metodą fotografuoti objektus jų prigimties spalvomis. Lipmanas pats pagamino sau fotografinę plokštelę, sudarydamas stiklo plokštelėj ploną jautrų šviesai sluogsnį iš smulkiai ir homogeniškai padalintų sidabro bromido ir sidabro jodido dalelių albumine. Tokia plokštelė buvo įdėta į fotografinę kamerą, atkreipus jos stiklo paviršių į objektyvo linzę, o jautrų šviesai sluogsnį į gyvojo sidabro paviršių (sakysime, pripylus stiklo indą gyvuoju sidabru ir uždengus tą stiklo indą fotografine plokštele, jautrium sluogsniu į vidų, tai reiškia, vartojant fotografinę kamerą vertikalėje būklėje). Tegu į tokią plokštelę krinta, pavyzdžiui, raudonos šviesos spinduliai. Tie spinduliai pereina pro stiklo sluogsnį, paskui pro jautrų sluogsnį ir atsimuša nuo gyvojo sidabro paviršiaus. Taigi jautriam sluogsny, kaip parodė Wieneris, susidaro stovimosios bangos ir tame sluogsnyje mes turime eiles mazgų ir antimazgų plokštumų, kurios eina lygiagretiškai gyvojo sidabro paviršiui. Kadangi, kaip mes jau žinome, atsimušant šviesai nuo tankesnio mediumo paviršiaus įvyksta fazės atmaina lygi π, tai atmušąs gyvojo sidabro paviršius bus mazgo plokštuma. Tarp gyvojo sidabro paviršiaus ir stiklo paviršiaus bus visa eilė tokių plokštumų at-

stume pusės bangos viena nuo kitos. Per vidurį tarp tų mazgų plokštumų eis antimazgų plokštumos atstume irgi pusės bangos viena nuo kitos. Taigi mes turėsime visų smarkiausią šviesos veikimą antimazgų plokštumose ir visų silpniausią šviesos veikimą mazgų plokštumose. Todel išryškinus tokią fotografinę plokštelę paprastu anksčiau aprašytu būdu, mes gausime eilę plonų sluogsnių sidabro (permatomų) antimazgų plokštumose ir visiškai permatomus plonus sluogsnius mazgų plokštumose. Pastačius tokią išryškintą plokštelę ties tamsiu fonu ir žiūrint į ją atmuštoje šviesoje, tokia plokštelė atrodys raudona. Į tokią plokštelę mes galime žiūrėti kaipo į visą eilę labai plonų plokštelių, pro kurias šviesai einant turi vietos interferencija. Kadangi čia atstumas nuo vieno sidabro sluogsnio ligi kito yra lygus pusei raudonos bangos, tai skirtumas fazių tarp bangų, atmuštų nuo vieno sidabro sluogsnio ir nuo gretimo sidabro sluogsnio, bus kaip tik lygus pusei bangos, nes bangos, einančios nuo vieno sluogsnio, ligi tolesnio, turės atlikti kelią, lygų pusei bangos, ir atsimušus nuo to tolesnio sluogsnio irgi turės atlikti kelią pusės bangos, taip kad kelių skirtumas bus čia kaip tik lygus 1 bangai. Jeigu mes turėsime galvoj veikimą visos eilės sidabro sluogsnių, tai, aplamai, tas kelių skirtumas bus lygus sveikam bangų skaičiui. Tokiomis sąlygomis judėjimas bus sustiprintas ir mes turėsime raudonos šviesos įspūdį. O kitoms baltos šviesos bangoms tie skirtumai kelių, atsimušant nuo vieno sidabro sluogsnio ir nuo kito, nebus lygūs sveikam skaičiui bangų ir, aplamai, bus išreikšti sveiku bangų skaičiumi su trupmena. Kur ta trupmena bus lygi pusei bangos, ten atitinkančios bangos bus panaikintos, o kitais atvejais jos bus nusilpnintos. Taigi fotografuojant raudonoje šviesoje ir paskui žiūrint į tokią išryškintą plokštelę baltoje šviesoje, bus atmušti tik raudoni spinduliai ir nusilpninti arba visiškai panaikinti kiti spinduliai. Todel plokštelė atrodys raudona. Jeigu tokią šviesos plokštelę paveikti baltos šviesos spinduliais, kurie išsklaidyti prizmos, tai vieną tos plokštelės dalį veiks raudoni spinduliai, kitą oranžiniai, trečią geltoni ir t. t. Taigi įvairiose tokios plokštelės jautraus sluogsnio vietose susidarys ploni sidabro sluogsniai įvairiuose atstumuose vienas nuo kito, būtent, vienoje plokštelės dalyje atstume pusės bangos raudonų spindulių, kitoje plokštelės vietoje pusės bangos oranžinių spindulių, trečioje pusės bangos geltonų spindulių ir t. t. Taigi patalpinę tokią plokštelę ties tamsiu fonu ir žiūrėdami į ją atmuštoje šviesoje, mes gausime spektro įspūdį su tikromis spektro spalvomis, padalintomis taip, kaip spektre. Jeigu atsiminsime, kaip atrodo plonos plokštelės pereinamoje šviesoje (žiūr. 12 §, Šviesos interferencija), tai bus aišku, kad žiūrėdami į tokią plokštelę ir pereinamoje šviesoje, mes irgi gausime spektro įspūdį. Kas čia pasakyta apie fotografavimą spektro jo tikromis spalvomis, liečia ir fotografavimą įvairių objektų jo prigimties spalvomis.

Reikia vienok pasakyti, kad šitas Lipmano metodas yra sunkus realizuoti ir todel jis praktikoje neprigijo. Praktiškas metodas fotografuoti objektus jų prigimties spalvomis remiasi išdėstyta 10 § spalvų matymo trijų spalvų teorija, einant kuria visas spektro spalvas galima sudaryti sumaišant atitinkamoje proporcijoje tris pagrindines spalvas: raudoną, žalią ir violetinę, ir einant kuria akies retinoje randasi trys nervų rūšys ypatingai jautrių vienai iš tų trijų pagrindinių spalvų. Kadangi sunku visiškai tiksliai sudaryti tą ar kitą spektro spalvą sumaišant viršum nurodytas tris pagrindines spalvas taip, kad išeitų spalva tam tikro bangos ilgio arba periodo, tai praktikoje pasitenkinama kompromisu ir vieton violetinės pagrindinės spalvos imama mėlyna pagrindinė spalva. Pats fotografavimo procesas yra toks. Spalvotas objektas fotografuojamas trijose paprastose fotografinėse plokštelėse: vienoj plokštelėj pro permatomą ekraną arba pro raudonos spalvos stiklą, kitoj plokštelėj pro žalios spalvos stiklą ir trečioj plokštelėj pro mėlynos spalvos stiklą. Geltoni spinduliai dalinai absorbuojami raudono stiklo, dalinai pereina pro jį. Taip pat geltoni spinduliai dalinai absorbuojami žalio stiklo, dalinai pereina pro jį, taip kad geltonos objekto dalys išeis negatyvuose per raudoną ir žalią filtrus. Taigi mes čia gausime tris negatyvus: vieną nuimtą raudonoje šviesoje, antrą žalioje ir trečią mėlynoje šviesoje. Dažai stiklams arba ekranams parinkti taip ir tokio, proporcijoj, kad jų efektas negatyvuose kuo labiausiai atitiktų jų veikimui, sakysime raudonus, žalius, ir mėlynus retinos nervus. Nuo kiekvieno iš tų trijų negatyvų nu

imami pozityvai. Kombinuodami kiekvieną tokį pozityvą su tuo ekranu arba šviesos filtru, pro kurį gautas atitinkąs jį negatyvas, ir projektuodami visus tuos tris pozityvus tuo pačiu metu ekrane su projekcijos aparato pagalba su trimis kondensatoriais ir trimis linzėmis, mes gausime ekrane objekto vaizdą jo prigimties spalvomis.

Šitas principas vartojamas ir kinematografijoje, kada reikia ekrane gauti judomus spalvotus vaizdus. Kinematografijoje negatyvams ir pozityvams vartojami vadinamieji filmai, t. y. jautrūs šviesai sluogsniai ant celuloido. Užpakaly objektyvo linzės slenka tam tikru greitumu celuloido juosta su jautrum šviesai sluogsniu. Iš linzės priešakio slenka iš eilės vienas paskui kitą du spalvų filtrai: raudonas ir melsvai žalias, taip kad celuloido juostoj gaunami iš eilės du negatyvai raudonoje ir melsvai žalioje šviesoje. Negatyvai ryškinami žinomu jau būdu ir nuo jų nuimami pozityvai filme. Projektuojant ekrane tokį filmą pozityvą, per šviesos spindulius slenka iš eilės raudonas ir žalias filtrai, taip kad kiekvienas pozityvas projektuojamas ekrane kaip tik tokiu filtru, per kurį nuimtas atitinkąs jį negatyvas. Taigi ekrane mes gauname raudonus ir žalius paveikslus, kurie taip greitai pakeičia vienas kitą, kad spalvos susimaišo ir pagaliau mes turime įspūdį įvairių objekto spalvų niuansų. Reikia vienok pasakyti, kad tie niuansai ne visiškai atitinka objekto prigimties spalvas, nes čia vartojama tik du spalvų filtrai. O vartojimas trijų spalvų filtrų kinematografijoje labai sunku realizuoti. Aprašyto čia metodo šiandien yra du patobulinimai, taip kad galima nuimti visus tris negatyvus vienoj fotografinėj plokštelėj. Vienas metodas priklauso prof. Joly, kuris pagamino vadinamą autochromatinę šviesos plokštelę (Lumiere Autochrome). Tai yra paprasta jautri šviesai plokštelė, apklota sluogsniu smulkių krakmolo grūdelių, kurie šiek tiek suploti. Šitie krakmolo grūdeliai nudažyti raudonais, žaliais ir mėlynais dažais ir labai stropiai sumaišyti visame plokštelės paviršiuje. Šitie grūdeliai veikia kaipo spalvų filtrai ir veikiant baltai šviesai, sakysime, raudonai baltos šviesos spalvai bus filtru raudoni krakmolo grūdeliai, žaliai — žali ir mėlynai — mėlyni. Taigi objekto įvairios spalvos turės atitinkamus filtrus spalvų plokštelėje. Gavus tokiu būdu negatyvą ir išryškinus jį, vaizdas emulsijoje, taip sakant, apsiverčia, ir mes turime pozityvą. Žiūrėdami pro tokį pozityvą į šviesą, mes pamatysime objekto vaizdą jo prigimties spalvomis. Kitas metodas fotografavimo spalvomis vienoj plokštelėj priklauso Paget'ui. Jo spalvų ekranas tai yra stiklo plokštelė, apklota mikroskopiškais ketvirtainiais raudonos, žalios ir mėlynos spalvos, taip kad tie ketvirtainiai sudaro ant stiklo plokštelės geometrišką lamstą arba raštą. Ketvirtainiai tokie maži, jog matyti jų paprasta akimi negalima. Todel žiūrint pro tokią stiklo plokštelę į šviesą, ji atrodo kaip paprasto stiklo plokštelė. Paėmus paprastą fotografinę plokštelę ir uždėjus ant jos Paget'o spalvų filtrą, taip kad filtras nudažytu paviršium gultų ant jautraus šviesos sluogsnio, fotografuojama. Toliau gaunamas negatyvas ir nuo negatyvo nuimamas pozityvas, kuris atrodo kaip paprastas pozityvas, tik su tuo skirtumu, kad žiūrėdami į jį pro mikroskopą arba pro lupą, mes pastebėsime geometrišką kvadratų lamstą vaizde. Bet uždėję ant to pozityvo Paget'o spalvų filtrą taip, kad kiekvienas pozityvo kvadratukas būtų kaip tiktai ties kvadratuku tos spalvos, pro kurią tas pozityvo kvadratukas nufotografuotas, mes pamatysime objekto vaizdą jo prigimties spalvose.

Visi viršum aprašyti fenomenai yra surišti su šviesos absorbcija ir šviesos energijos transformacija. Antra vertus, šviesos absorbcija yra surišta su šviesos dispersija, nes kiekviena sistema, kuri leidžia tam tikras spalvas arba tam tikro dažnumo bangas, einant Kirchhofo dėsniu absorbuoja to paties dažnumo bangas. Tai išeina ir iš viršum išdėstytos Sellmeyerio dispersijos teorijos. Mechanizmas materialinių sistemų, leidžiančių šviesą įvairių dažnumų, visuomet vargino fizikus. Šiandien galima laikyti faktu, kad tame mechanizme elektronų virpėjimai vaidina pagrindinį vaidmenį, ypač turint galvoj didelio dažnumo šviesos vibracijas, kurios veikia mūsų akį, ir didesnio dažnumo vibracijas ultravioletinėje spektro dalyje. Mes žinome, kad elementai charakterizuojami linijų spektrų, kitaip sakant, spektrai elementų, įkaitintų garų būklėje arba einant per elementus garų arba dujų būklėje, elektros išlydžiams prie paprastų temperatūrų susideda iš eilės šviesių linijų įvairių spalvų. Kai kurie elementai reiškia daugybę tokių linijų, pavyzdžiui, geležis. Vėlesni tyrinėjimai parodė, kad tokios linijos reiškiasi ne tik

matomoje spektro dalyje, bet ir nematomoje infraraudonoje ir ultravioletinėje spektro dalyse. Be to, tyrinėjimai parodė, kad tos linijos pasidalina į atskiras grupes linijų, kurios reiškia aiškų taisyklingumą. Tada kalbama apie linijų serijas ir apie serijų spektrus. Pagaliau kai kurie elementai, kaip, pavyzdžiui, azotas duoda kaspinų, arba juostų, spektrus. Tasai spektras susideda iš keletos kaspinų didesnio arba mažesnio platumo aiškiai ribotų ir ypatingai šviesių iš vienos pusės ir neaiškiai ribotų, paplitusių, silpnėjant šviesai iš kitos pusės Tyrinėjimais buvo įrodyta, kad šitie kaspinai, arba juostos, susideda iš daugybės linijų, kurios sudaro tam tikrą seriją. Einant šviesos bangų teorija, šviesos virpėjimai etere sudaromi molekulų ir atomų virpėjimų arba molekulų ir atomų tam tikrų mechanizmų, tam tikrų vibruojančių sistemų. Taigi jau nuo senai aišku buvo, kad elementų spektrai yra glaudžiai susiję su tų elementų atomų struktūra ir nuo senai jau buvo manoma, kad atomas nėra galutinė ir nebesuskaldoma materijos dalelė, bet yra sudėtinis padaras. Taigi nuo senai buvo daromos pastangos duoti atomo struktūros vaizdą remiantis jo spektru. Iš analogijos su garso tonais buvo žiūrima į linijų serijas kaip į pagrindinį toną ir jo harmonikus arba obertonus, buvo žiūrima, vienu žodžiu, taip, kad ta pati sistema, tas pats, sakysime, atomo elektronas gali duoti virpėjimus įvairių dažnumų. Bet garso srityje, turint, sakysime, darbo su stygų vibracijomis arba su dūdų vibracijomis, dažnumai pagrindinio tono ir harmonikų arba obertonų santykiuoja kaip eilė sveikų skaičių. Plokštelių gi vibracijų dažnumai santykiuoja kaip eilė sveikų skaičių kvadratų. Tai yra, palyginti, paprasti santykiai. Bet nepasisekė surasti tokių paprastų santykių tarp atskirų spektro linijų to ar kito elemento. Čia santykiai pasirodė daug painesni.

1885 metais Šveicarijos fizikas Balmeris pirmutinis davė grynai empirinę formulą, kuri labai tiksliai išreiškė santykius tarp vandenilio spektro linijų. Štai Balmerio formula: $\lambda = A \frac{n^2}{n^2 - 4}$. Šita formula įgalina apskaityti bangų ilgius pirmųjų devynių linijų vandenilio spektro. Šitoje formuloje A reiškia tam tikrą konstantą, o n galima pakeisti sveiku skaičiumi, pradedant nuo 3 ligi 11. Apskaityti iš šitos formulos bangų ilgiai visiškai sutinka su spektrometru išmatuotais bangų ilgiais. Vėliau buvo surastos dar kitos linijos vandenilio spektre ypač ultravioletinėje spektro dalyje, ir pasirodė, kad Balmerio formula visiškai tinka ir toms linijoms.

Keleriems metams praėjus, šituo klausimu ėmėsi spręsti du Vokietijos fizikai Kayser ir Runge ir Danijos fizikas Rydberg. Pastarasis, naudodamasis daviniais kitų tyrinėtojų, duoda serijų linijoms įvairių elementų tokią bendrą lygtį: $\lambda^{-1} = A + \frac{B}{(n + \mu)^2}$. Čia A, B ir μ yra tam tikros konstantos, o n gali būti pakeistas sveikais skaičiais, pradedant nuo 1 arba 2. Visoms serijoms galioja ta pati lygtis, bet atskiros serijos charakterizuojamos skirtingų konstantų.

Kayseris ir Rungė atliko visą eilę sistematingų tyrinėjimų su spektrais įvairių elementų. Jie tyrinėjo spektrus, sudarytus Rowlando gardeliu, ir yra atlikę tiksliausius matavimus. Remdamiesi savo daviniais, Kayser ir Runge duoda tokią lygtį atskiroms serijoms: $\lambda^{-1} = A + Bn^{-2} + Cn^{-4}$, kur A, B ir C irgi yra tam tikros konstantos, o n pakeičiamas teigiamais sveikais skaičiais, pradedant nuo 3. Nesunku parodyti, kad Balmerio formula yra specialus nuotykis Kayserio ir Runge formulos, nes $\lambda = A \frac{n^2}{n^2 - 4}$ yra tas pats kaip ir $\lambda^{-1} = \frac{n^2 - 4}{An^2} = \frac{1}{A} - \frac{4}{An^2} = A^1 - B^1 . n^{-2}$. Bet ir iš Rydbergo formulos galima išvesti Balmerio formulą:

$$\lambda^{-1} = A + \frac{B}{(n + \mu)^2} = A + B (n + \mu)^{-2} = A + Bn^{-2} - 2B\mu n^{-3} + \ldots$$

Šita paskutinė lygtis visiškai sutinka su Balmerio formula. Balmerio formula yra labai tiksli, tuo tarpu Rydbergo ir Kayserio ir Runge formulos yra tik apytikrės.

Aplamai, elementai duoda po keletą serijų spektre, bet tos serijos nevienodo intensingumo. Ta serija, kurios linijos yra užvis šviesesnės, vadinasi pagrindinė serija. Kitos serijos vadinasi antraeilės serijos. Aplamai tos pačios grupės periodinės sistemos elementai charakterizuojami tuo pačiu skaičiumi serijų. Taip, pavyzdžiui, metalai Li, Na, K, Rb, Cs, kurie sudaro periodinės sistemos pirmą grupę ir kurie vadinasi šarminiai metalai, duoda spektre tris linijų serijas. Be to, dar kiekviena serija susideda iš dvigubų linijų, arba dubletų. Tai yra linijos, kurios prie to paties skaičiaus n augščiau duotose formulose skiriasi savo lūžimu: viena iš tų linijų turi kiek mažesnį lūžimo koeficientą, kita kiek didesnį. Aplamai, dubletų linijos charakterizuojamos tų pačių konstantų B ir C ir skirtingų konstantų A, taip kad galima sakyti, kad pagrindinė serija ir abidvi antreilės serijos tų elementų kiekviena sudarytos dviejų linijų grupių. Taip elementas natris charakterizuojamas dviejų geltonų linijų pagrindinėje serijoje, kuriai n=3. Augant skaičiui n, abidvi linijos pagrindinėje serijoje artinasi viena prie kitos ir, kada n pasiekia tam tikrą didumą, tos abidvi linijos susilieja ir vietoj dubleto pasirodo viena linija.

Elementai antros grupės periodinės sistemos Mg, Ca, Sr, Zn, Cd, Hg vadinasi šarminių žemių elementai. Jie duoda spektre šešias linijų serijas. Kiekviena iš tų serijų susideda iš dviejų grupių, po tris linijas kiekvienoje grupėje, taip kad šitie elementai charakterizuojami tripletų. Tas pat reikia pasakyti ir apie elementus kitų grupių periodinės sistemos, taip kad šitame fakte apsireiškia neabejojama giminystė tarp elementų tos pačios grupės periodinės sistemos, giminystė, kuri rodo į tai, kad visiems tokiems elementams vibruojančios sistemos yra vienodos, vadinasi, visų tokių elementų atomai charakterizuojami vienodos atominės struktūros.

Skirtumai dažnumų tarp atitinkamų linijų dubletų arba tripletų įvairių to paties elemento serijų yra tas pats dydis visoms serijoms Pagaliau apskaitant iš viršum duotų formulų serijų linijų bangų ilgiai konstatuojama, kad toje pačioje periodinės sistemos grupėje atitinkamos linijos vis labiau ir labiau pasistumia į raudoną spektro pusę augant atominiam svoriui, o tuo tarpu pereinant nuo vienos grupės į kitą grupę toje pačioje periodinės sistemos eilėje, augant atominiam svoriui, linijos vis labiau ir labiau pasistumia į violetinę spektro pusę.

Bet aiškiausios ir taisyklingiausios elementų X — spindulių serijos. Tos serijos vienodai atsikartoja spektruose visų elementų. Augant atominiam svoriui, bangų ilgiai X - serijų darosi vis trumpesni ir trumpesni, vadinasi, dažnumai darosi vis augštesni ir ir augštesni. Šiandien elementų X - spektruose yra aiškiai nustatytos trys linijų serijos: vadinamoji K serija visų didžiausio dažnumo, susidedanti iš 4 — 5 linijų; L serija mažesnio dažnumo kaip K serija, susidedanti iš 8 — 13 linijų ir pagaliau M serija iš 4 — 7 linijų dar mažesnio dažnumo. Šarminiai metalai arba pirmos grupės periodinės sistemos elementai turi tik K seriją. Stipriausia tos serijos linija turi ženklą $K\alpha_1$ Jos bangos ilgis metalui natrijui yra lygus 11,95 A. U. (Angströmo vienetų), kalcijui 3,36 A. U., cinkui 1,43 A. U., alavui 0,49 A. U.. Taigi augant atominiam svoriui toje pačioje eilėje, periodinės sistemos dažnumas $K\alpha_1$ linijos auga. L serija pasirodo pas sunkesnius elementus, pradedant nuo cinko, o M serija pasirodo dar pas sunkesnius elementus, pradedant nuo aukso.

Jaunas ir genialus Anglijos fizikas Moseley 1914 metais surado labai svarbų santykį tarp dažnumų atitinkamų linijų, sakysime, $K\alpha_1$ eilėje periodinės sistemos pereinant nuo vieno elemento į kitą elementą, būtent, Moseley konstatavo, kad kvadratinės šaknys iš dažnumų, sakysime, linijų $K\alpha_1$ santykiuoja kaip eilė paprastų sveikų skaičių. Taigi išeina, kad kvadratinės šaknys iš dažnumų atitinkamos serijos tos pačios linijos santykiuoja kaip eiliniai elementų skaičiai periodinėje sistemoje. Atidėdami abscisoj eilinius elementų skaičius, o ordinatoj kvadratines šaknis iš dažnumų tos pačios serijos atitinkamos linijos ir jungdami ordinatų galus, mes gausime tiesią liniją. Taigi mes čia turėsime linijinę funkciją. Šitas faktas žinomas šiandien fizikoje ir chemijoje kaipo Moseley dėsnis. Jis yra svarbus tuo, kad aiškiai konstatuoja, kad fiziški chemiški elementų savumai ne tiek pareina nuo atominio svorio, kiek nuo tam tikros bendros visiems elementams sudėtinės dalies, kurios didumas, einant iš eilės nuo ele-

mento prie elemento, periodinėje sistemoje priauga visuomet vienu vienetu. Šitas faktas susietas su kvantų teorija, apie kurią bus kalbama tolesniame paragrafe, įgalino genialų Danijos fiziką Niels Bohrą sukurti gražią atominės struktūros ir radiacijos teoriją, kuri gerokai nušvietė šitą komplikuotą fizikos sritį *).

16 §. Radiacija. Bolometras. Crookso radiometras. Šviesos spaudimas. Prevosto radiacijos mainos teorija. Kirchhofo ir Stewarto - Balfouro dėsnis. Energijos padalinimas spektre. Juodos radiacijos spektras. Stefano ir Wieno dėsniai. Juodos radiacijos lygtys. Planko kvantų teorija.

Energija skleidžiasi erdvėje bangomis. Materialinių sistemų vibracijos yra tų bangų šaltinis. Vibruojant toms sistemoms, jos išjudina eterį, vadinasi, atiduoda savo energiją. Todel, jeigu tos vibracijos nebus palaikomos kokių nors veiksnių, tai jos bus nuslopintos. Jau praeitame paragrafe mes kalbėjome apie įvairius veiksnius, kuriais palaikomos vibracijos molekulų ir atomų, arba apie įvairius energijos šaltinius, kurie suteikia energijos vibruojančioms sistemoms jų vibracijoms palaikyti. Šitam paragrafe mes nagrinėsime tiktai vibracijas, kurios palaikomos šilimos ir sudaro vadinamąją temperatūrinę radiaciją. Juodu kūnu mes vadiname tokį kūną, kuris absorbuoja visokių dažnumų šviesos bangas. Absorbuota juodo kūno šviesa virsta šilima ir kūno temperatūra kįla. Taigi šviesos bangų absorbcija juodų kūnų turi tą patį efektą, kaip ir suteikimas juodam kūnui šilimos. Ir vienu ir kitu atveju kūno temperatūra kįla. Kįlant temperatūrai, auga kinetinė molekulų energija ir susitrenkimai tarp molekulų darosi vis smarkesni. Susitrenkiant molekuloms, dalis jų energijos suteikiama vibruojančioms atomų sistemoms, kurių svarbiausioji sudėtina dalis, einant Zeemano efektu, yra elektronas. Savaime aišku, kad juo augštesnė bus kūno temperatūra, juo dažnesni bus elektronų virpėjimai, ir pakilus temperatūrai pakankamai, tų virpėjimų dažnumas pasidarys pakankamai didelis ir ims veikti mūsų akį kaipo šviesa. O pakilus temperatūrai dar augščiau, tie virpėjimai pasidarys toki dideli, kad mūsų akis nebesugebės percepuoti jų kaipo šviesos spindulių, nes tada jau mes turėsime spindulius, kurie priklauso ultravioletinei spektro daliai. O esant žemoms arba paprastoms temperatūroms, juodas kūnas leidžia bangas didelių ilgių arba mažų dažnumų, kurios irgi neveikia mūsų akies, bet veikia mūsų kūno paviršių kaipo šilimos bangos arba šilimos spinduliai. Šitie spinduliai priklauso infraraudonai spektro daliai ir vadinasi šilimos arba tamsūs spinduliai. Einant elektromagnetine šviesos teorija, visi tie spinduliai yra tos pačios rūšies spinduliai, sudaryti molekulų, atomų ir elektronų eterio virpėjimai, kurie skiriasi vienas nuo kito tiktai savo dažnumu. Tiksliai kalbant, juodas kūnas, ir esant žemoms ir paprastoms temperatūroms, leidžia bangas įvairių įvairiausių dažnumų, pradedant nuo 0 ligi ∞. Bet amplitūdos tų bangų yra labai mažos, ir todel tokios bangos neveikia mūsų akies ir net neveikia mūsų kūno paviršiaus. Kįlant temperatūrai, amplitūdos auga ir visų pirma ilgesnių bangų amplitūdos pasiekia tokį didumą, kad ima veikti mūsų kūno paviršių kaipo šilima. Pakilus temperatūrai dar augščiau, ir trumpesnių bangų amplitūdos pasiekia tokį didumą, kad jau ima veikti mūsų akį kaipo šviesa. Taigi juodas kūnas, pasiekęs gana augštą temperatūrą, leidžia visokias bangas ir duoda pilną spektrą. Mes čia spręsime du klausimus, būtent, koki yra visa juodo kūno radiacijos energija ir kaip ta energija pasidalina tarp atskirų spektro dalių. Kaip jau pasakyta, absorbuojant šviesos bangas kūno temperatūra kįla. Mes galime išmatuoti temperatūros pakilimą ir iš to temperatūros pakilimo apskaityti suteiktą kūnui šilimos kiekį, o iš to šilimos kiekio apskaityti visą radiacijos energiją.

Vienas iš tiksliausių instrumentų mažiems temperatūros pakilimams matuoti yra bolometras. Jis susideda iš dviejų plonų ir siaurų platinos plokštelių, įdėtų vertikaliai į gulsčią metalinį vamzdį. Viršutiniai tų plokštelių galai prijungti prie vieno sraigto.

*) Bohro atomo struktūros ir radiacijos teorija yra smulkiau išdėstyta prof. V. Čepinskio brošiūroje „Atomas, arba elektrinė materijos teorija", „Kosmoso" 1925 metų leidinys.

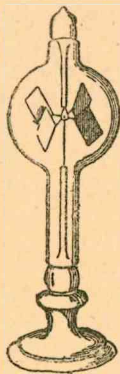
Apatiniai galai prijungti kiekvienas prie atskiro sraigto. Vienos iš tų plokštelių viena pusė apklota sluogsniu smulkios juodos platinos (platinos juodžiais) arba suodžių sluogsniu. Kita plokštelė iš tos pačios pusės pridengta medžiaga, kuri nepraleidžia šilimos. Abidvi tos plokštelės įjungiamos į Wheatstono tilto schemą, kaip į tą schemą įjungiami du pasipriešinimai, kuriuos reikia sulyginti. Kitais dviem pasipriešinimais tų dviejų platinos plokštelių pasipriešinimai kompensuojami taip, kad patalpintas tilte galvanometras neduotų atsilenkimo, vadinasi, kad srovė tilte būtų lygi 0. Galvanometras nė kiek nenukryps, pakol abiejų platinos plokštelių temperatūra bus vienoda. Bet jeigu plokštelių temperatūros bus skirtingos, tai pasikeis jų pasipriešinimų santykis ir jų pasipriešinimai nebebus kompensuojami kitų dviejų pasipriešinimų Wheatstono tilte. Vadinasi, per tiltą eis srovė ir galvanometras nukryps. Turint jautrų galvanometrą pakanka mažiausio temperatūros skirtumo, kad galvanometras nukryptų. Dažnai, turint gerą bolometrą ir jautrų galvanometrą, galima konstatuoti temperatūrų skirtumą apie $^1/_{1000000}$ dalį grado. Taigi atidengę tą galą vamzdžio, į kurį atkreipta pajuodinta platinos plokštelės pusė, ir stumdami šitą bolometro galą išilgai spektro, mes pastebėsime ultravioletinėje spektro dalyje labai silpną efektą. Bet einant toliau į raudoną pusę, tas efektas stiprės, galvanometro nukrypimai didės ir bus už vis didesni pasiekus infraraudoną spektro dalį. Vadinasi, bolometru mes galime nustatyti temperatūros pakilimus, kuriuos sudaro atskiros spektro dalys, ir iš tų temperatūros pakilimų apskaityti atskirų spektro dalių intensingumą arba energiją. Kaip mes tuoj pamatysime, bolometriniai matavimai rodo, kad energija atskirų spektro dalių nevienoda, kad prie tam tikros temperatūros tam tikra spektro dalis reiškia maksimum energijos ir kad kįlant temperatūrai augštyn tas maksimumas energijos pasistumia vis labiau ir labiau į violetinę spektro pusę (žiūr. 222 prieš.). Taigi energijos padalinimo spektre kreivoji turi maksimumą, kuris vienok įvairioms temperatūroms būna įvairiose spektro vietose. Paprastas mūsų patyrimas rodo tą pat. Juo augštesnė juodo kūno temperatūra, juo smarkiau toks kūnas šviečia: pilkai rausva spalva pasirodo, kai esti temperatūra apie 400°, raudona spalva pasirodo, kai esti temperatūra apie 500°, ir pagaliau balta spalva, kai esti temperatūra su viršum 1000°.

Kalbant apie radiaciją reikia dar turėti galvoj, kad radiacija yra panaši materijai ta prasme, kad reiškia spaudimą. Tai yra išvada iš elektromagnetinės šviesos teorijos, kurią išvadą ir yra padaręs tos teorijos kūrėjas Maxwellis. "Bangų mokslo" 6 § mes jau nurodėme, kad bangos neša su savimi energiją ir kad homogeninis mediumas, kuriame skleidžiasi bangos, charakterizuojamas tam tikro energijos tankumo, kuris yra lygus vidutiniškai $\frac{1}{2} d \left(\frac{2\pi a}{T}\right)^2$. Tai yra energijos kiekis mediumo tūrio vienete (žiūr. "Bangų mokslo" 6 §, puslap. 58, 59). Kadangi šviesa skleidžiasi erdvėje arba etere bangomis, tai, einant Maxwelliu, šviesa reiškia spaudimą, kuris yra lygus 0,4 miligramų kiekvienam kvadratiniam metrui juodo paviršiaus arba 0,8 miligramų kiekvienam kvadratiniam metrui tobulai atmušančio paviršiaus (veidrodžio paviršiaus), jeigu abiem atsitikimais šviesos spinduliai krinta į paviršių normaliai. Taigi veidrodžių paviršiams tasai šviesos spaudimas yra dusyk didesnis kaip juodiems paviršiams, kurie, kaip mes žinome, absorbuoja visą šviesą, o tuo tarpu tobuli veidrodžių paviršiai atmuša visą šviesą.

Tas pačias išvadas duoda ir Newtono šviesos korpuskulų teorija. Krintant korpuskulai į tokį paviršių, kuris ją absorbuoja, korpuskula suteiks tam paviršiui judėjimo momentą m v, jeigu korpuskulos masė yra m ir jos greitumas v. Tai ir bus šviesos spaudimas į absorbuojantį paviršių, suduodant tai korpuskulai į paviršių normaliai. O kada paviršius atmuša korpuskulą, tai tos korpuskulos suteiktas paviršiui judėjimo momentas bus 2 m v, t. y. dusyk didesnis, kaip tuo atveju, kada korpuskula absorbuojama paviršiaus. Vadinasi, tokiu atveju ir šviesos spaudimas bus dusyk didesnis. Taigi šviesos spaudimas yra mažas dydis ir todel suprantama, kad pastangos įrodyti šitą spaudimą eksperimentais ilgą laiką neturėjo pasisekimo.

Pirmutinis Crooksas manė, kad jam pasisekė išrasti aparatą, kuris veikia šituo šviesos spaudimu. Tai yra žinomas Crookso radiometras, kurį atvaizduoja 221 piešinys. Čia mes turime stiklo indą rutulio formos, iš kurio evakuotas oras kiek galint labiau.

Šitame inde randasi plonas lengvas stiebas, su kuriuo sujungti keturi platinos sparnai pavidalo nedidelių lengvų plonų diskų. Abiejų diskų iš dešinės pusės, sakysime, priešakiniai paviršiai apkloti suodžiais arba smulkia juoda platina, taip pat abiejų diskų iš kairės pusės abudu užpakaliniai paviršiai, vadinasi, kiekvieno disko vienas paviršius lygus, metališkas, kaip veidrodis kitas paviršius apklotas juoda platina. Tam pačiam inde, jo viršutineje ir apatinėje dalyse, randasi du stiklo stiebai su nedidelėmis duobelėmis jų galuose Į šitas duobeles įdėta koja keturių platinos sparnų, kaip rodo 221 piešinys. Nušvietus šitą aparatą, platinos sparnai sukasi ir juo smarkiau, juo smarkesnis nušvietimas. Taigi Crooksas ir manė, kad čia veikia šviesos spaudimas į platinos diskus. Bet platinos sparnai čia sukasi taip, kad, tarytum, šviesos spaudimas yra didesnis į juodus platinos paviršius kaip į metališkus, vadinasi, pagal 221 piešinį tie sparnai sukasi iš dešinės į kairę pusę. Tai prieštarauja Maxwellio išvadoms, einant kuriomis šviesos spaudimas į metalinius paviršius yra dusyk didesnis kaip į juodus paviršius. Taigi, einant Maxwellio išvadomis, platinos sparnai turėtų suktis iš kairės į dešinę pusę. Tolimesnis Crookso radiometro nagrinėjimas parodė, kad čia šviesos spaudimas maskuojamas veikimu dujų likučių inde. Užsilikusios dujų molekulos aplamai atsimuša smarkiau nuo metališkų paviršių, kaip nuo juodų paviršių, nes juodi paviršiai smarkiau absorbuoja, bet užtat juodi paviršiai smarkiau absorbuoja ir šviesą, ir todel tų paviršių temperatūra darosi augštesnė kaip metalinių paviršių. Kaipo išdava temperatūros pakilimo juodų paviršių, užsilikusios dujų molekulos išlekia ir iš tų paviršių ir del temperatūros pakilimo su didesniais greitumais kaip greitumai, kuriais molekulos atmušamos nuo metališkų paviršių, nes tų metališkų paviršių temperatūra yra žemesnė.



221 pieš.

Taigi iš juodos pusės suteiktas judėjimo momentas čia yra didesnis kaip iš metališkos pusės, ir todel platinos sparnai sukasi nuo juodos pusės į metališką pusę. Turint tai galvoj, tik 1890 metais Rusijos fizikui Lebedevui ir anglams Nicholsui ir Hullui pasisekė taip modifikuoti Crookso radiometrą, kad dujų likučių vakuume veikimas buvo eleminuotas ir tokiu būdu jiems pasisekė įrodyti platinos sparnų sukimą šviesos spaudimu. Lebedevo aparatas būvo visiškai panašus į Crookso radiometrą. Smarkiai evakuotam inde ant labai plono stiklinio siūlo buvo pakabintas plonas stiklo stiebas, prie kurio buvo prilydytas lengvas veidrodukas. Prie to paties stiebo, žemiau veidroduko, buvo prilydyti du ploni lengvi stiebai skersai, su plonais lengvais platinos diskais galuose. Viena grupė diskų, sakysime, dešinieji buvo apkloti smulkia juoda platina iš abiejų pusių, kita grupė diskų, sakysime, kairieji buvo metališki iš abiejų pusių. Sukimai stiklo stiebo su platinos diskais buvo sekami Gauso metodu, vadinasi, atkreipus į veidrodį žiūroną su skale. Tam tikrais prietaisais lygiagrečių šviesos spindulių pluoštas buvo paleidžiamas, sakysime, į juodus diskus iš vienos pusės, paskui tas pats spindulių pluoštas buvo paleidžiamas į kitą tų juodų diskų puse nustatant abiem atvejais nuokrypio kampą žiūronu ir skale. Kadangi veikimas palikusiųjų dujų molekulų čia iš vienos ir iš kitos pusės yra vienodi, tik atkreipti vienas prieš kitą, tai aišku, kad išmatuotas tokiu būdu nuokrypis (skirtumas dvieju nuokrypių į vieną ir į kitą pusę) nepareina nuo palikusių dujų molekulų veikimo ir, vadinasi, pareina tik nuo šviesos veikimo. Išmatavus nuokrypį veikiant šviesai juodus diskus, spindulių pluoštas buvo paleidžiamas į metališkus diskus iš pradžios iš vienos pusės, o paskui iš kitos pusės, ir čia tokiu būdu veikimas palikusiųjų dujų molekulų buvo eleminuotas, taip kad Lebedevui pasisekė išmatuoti šviesos spaudimą į juodus paviršius ir į metališkus paviršius ir parodyti, kad tasai spaudimas į metališkus veidrodinius paviršius yra dusyk didesnis kaip į juodus paviršius. Be to, Lebedevui pasisekė šitais matavimais patvirtinti ir didumą šviesos spaudimo, kuris, einant Maxwelliu, aplamai, yra lygus eterio tūrio vieneto energijai netoli nuo paviršiaus, į kurį krinta šviesa, jeigu ta šviesa krinta normaliai.

Nepaisant mažo šviesos spaudimo, tasai fenomenas turi didelės reikšmės kosmose. Taip ilgą laiką sunku buvu suprasti kometų judėjimas, artinantis joms prie saulės, ypač

kometos uodegos susidarymo būdą. Rusų astronomas Bredychinas, remdamasis Maxwellio teorija ir Lebedevo bandymais, išaiškino, kodel kometos uodega visuomet yra atkreipta nuo saulės, nepaisant to, kuria kryptimi vyksta kometos judėjimas. Bredychinas aiškina šitą fenomeną saulės spindulių spaudimu ir, kaipo to spaudimo išdava, atstūmimu nuo saulės smulkesnių kometos dalelių. Kada pasirodo kometa, ji aplamai neturi uodegos, ir ta uodega atsiranda artinantis kometai prie saulės vis labiau ir labiau. Einant Newtono visuotinės traukos dėsniu, saulės trauka kūno tam tikram atstume nuo saulės yra proporcinga to kūno masei, o šita masė yra proporcinga trečiajam laipsniui linijinio kūno didumo. Antra vertus, saulės spindulių spaudimas į tokį kūną ir, vadinasi, kaipo išdava to spaudimo, atsparos jėga yra proporcinga kūno paviršiui, tai yra antrajam laipsniui linijinio kūno didumo. Taigi santykis atsparos ir traukos jėgų bus čia atvirkščiai proporcingas kūno linijiniam didumui. Todel turint kūną labai mažą, atsparos jėgos pasidarys didesnės kaip traukos jėgos. Bredychino nuomone, kometos uodega susideda iš mažučių akmenukų, ne didesnio diametro kaip 1 cm., o tuo tarpu kometos galva arba branduolis susideda iš didelių akmenų. Tai reiškia, kad artinantis kometai prie saulės, agregatas akmenukų mažo diametro, pradedant nuo 1 cm. ir. vadinasi, dar mažesnių dalelių, bus išvarytas iš viso kometos agregato pavidalu uodegos.

Grįšime dabar prie temperatūrinės radiacijos ir pasipažinsime su pagrindiniais to fenomeno dėsniais. Vienas iš tų dėsnių nustatytas 1856 metais vokiečių fiziko Kirchhofo ir anglų fiziko Balfouro - Stewarto. Jis sako, kad santykis tarp emisijos ir absorbcijos visiems fiziniams kūnams be išimties yra tas pats dydis, jeigu tik absolutinė temperatūra tų kūnų yra ta pati. Tai reiškia, kad tas santykis pareina tik nuo absolutinės kūnų temperatūros ir visiškai nepareina nuo jų prigimties. Kūno emisija mes vadiname tokį energijos kiekį, išreikštą ergais, kuris pavidale spindulių išeina iš kiekvieno kvadratinio centimetro kūno paviršiaus. Pažymėsime šitą energijos kiekį raide E. Kūno absorbcija mes vadiname tą dalį krintančių į kiekvieną kvadratinį cm. kūno paviršiaus spindulių, kurią tas kūnas absorbuoja. Pažymėsime šitą absorbuotą energijos kiekį, skaitydami kiekvienam kūno paviršiaus kvadratiniam cm., raide A. Tad Kirchhofo - Stewarto dėsnis gali būti išreikštas taip: $\frac{E}{A} = \text{const.}$ Šitas dėsnis yra vienas iš pagrindinių radiacijos dėsnių, ir jau mes su juo dalinai susipažinome 8 §. Mes ten jau matėme, kad kūnas, aplamai esant žemesnei temperatūrai, absorbuoja tuos pačius spindulius, kuriuos jis leidžia esant augštesnei temperatūrai (čia mes turime galvoj spindulių spalvą arba jų bangų periodą). Remdamies šituo dėsniu, mes ten išaiškinome Frauenhoferio tamsių linijų buvimą saulės spektre. Taigi šitas dėsnis veikia ne tik temperatūrinei radiacijai, bet ir kitoms radiacijos rūšims. Turėdami galvoj šito dėsnio didelį svarbumą, duosime čionai jo teorinę išvadą elementarinėj formoj.

Iš prityrimo mes žinome, kad sistemoje arba apylinkoje nevienodai temperuotų kūnų eina tarp kūnų energijos maina radiacijos keliu ta prasme, kad karštesni kūnai atiduoda daugiau šilimos kaip gauna. Vadinasi, karštesnių kūnų energija yra didesnė negu šaltesnių kūnų. Suprantama, kad vykstant tokiai radiacijos mainai visi apylinkos kūnai pagaliau įgyja tą pačią temperatūrą ir kūnų sistemoje nusistato temparatūrinė pusiausvyra. Kįla klausimas, ar, esant tai pačiai temperatūrai aplinkoje, vyksta radiacijos maina tarp kūnų, ar ne? Prityrimas mums rodo, kad prie paprastų ir net prie žemų temperatūrų kūnai leidžia tamsius šilimos spindulius ir absorbuoja juos. Taigi dar XVIII šimtmečio pabaigoje prancūzų fizikas Prevost'as paskelbė radiacijos mainos teoriją, einant kuria, kūnai leidžia ir absorbuoja energiją esant visokioms temperatūroms ir kad kūnų emisija yra temperatūros funkcija ta prasme, kad ji stiprėja kįlant temperatūrai ir silpnėja puolant temperatūrai. Einant Prevosto teorija, radiacijos maina vyksta ir tokioje kūnų sistemoje arba aplinkoje, kuri yra vienodai temperuota, kurios visi kūnai turi tą pačią temperatūrą. Einant Prevostu, temperatūrinė pusiausvyra ir charakterizuojama to, kad kiekvienas kūnas leidžia, sakysime, per vieną sekundą tiek pat energijos, kiek jis absorbuoja, taip kad kūnų energijos kiekis, sakysime, šilimos kiekis, nesimaino ir todel ir temperatūra nesimaino. Analogingą fenomeną mes turime fiziškos būklės atmainų srityje. Mes jau žinome, kad turint kontakte, sakysime, skystą fazę

ir garų fazę, kiekvienai temperatūrai nusistato tam tikras sočių garų spaudimas, kuris pareina tik nuo temperatūros ir visiškai nepareina nuo abiejų fazių kiekių. Galima mažinti arba didinti skystos fazės kiekis arba garų fazės kiekis, sočių garų spaudimas bus visuomet tas pats, jeigu tik nepasikeis temperetūra. Trumpai kalbant, turint uždarame inde, sakysime, skystą vandenį, o viršum to vandens tuštumą, nuo vandens paviršiaus išlekia į šitą tuštumą kiekvieną sekundą tam tikras skaičius vandens molekulų. Vanduo garuoja. Mes galime pavadinti garavimo greitumu tą skaičių molekulų, kurį vandens paviršius išmeta per 1 sekundą į vakuumą. Tasai greitumas, einant kinetine dujų teorija, yra proporcingas kvadratinei šakniai iš absolutinės temperatūros. Bet atsiradus vandens molekuloms vakuume, ima atsitikti tarp jų susitrenkimų ir, kaipo išdava tų susitrenkimų, kartkartėmis tam tikras skaičius molekulų taip prisiartina prie vandens paviršiaus, jog patenka į molekulinės traukos sferą ir, vadinasi, jos kondensuojasi. Mes tada kalbame apie garų kondensaciją, ir garų kondensacijos greitumu vadiname tą skaičių molekulų, kuris įtraukiamas į vandenį (virsta skystu vandeniu) per 1 sekundą. Aišku, kad šitas greitumas iš pradžios yra mažesnis kaip garavimo greitumas. Bet susitaupant inde viršum vandens vis daugiau molekulų, susitrenkimai tarp jų darosi vis dažnesni ir dažnesnı ir todel vis daugiau ir daugiau molekulų per 1 sekundą patenka į vandens paviršių. Taigi kondensacijos greitumas auga, o tuo tarpu del tos pačios priežasties garavimo greitumas ima mažėti, nes juo daugiau bus molekulų viršum vandens, juo labiau jos trukdys garavimą, tai yra atsiskyrimą molekulų nuo vandens paviršiaus. Aišku, kad per tam tikrą laiką šitie du greitumai turi susilyginti, ir mes pasieksime tokią būklę, kada per sekundą nuo vandens paviršiaus atsiskirs tas pats skaičius molekulų, koksai bus įtraukiamas į vandens paviršių. Mes tada kalbame apie tai, kad garų būklė bus soti. Garų tankumas nebesikeis ir, vadinasi, jų spaudimas nebesikeis, nepaisant to, kad visą laiką vyks maina tarp skystos ir garų fazės. Mes tada turėsime vadinamąją judomąją pusiausvyrą tarp skystos ir garų fazės (žiūr „Šilima", 14 §, pusl. 80, 81, 82). Visiškai analogingą dalyką mes turime pasiekus apylinkos kūnams tą pačią temperatūrą. Radiacijos maina vyksta kaip ir tada, kada apylinkos kūnai turi skirtingas temperatūras, bet ta radiacijos maina nebekeičia aplinkos kūnų temperatūros, nes kiekvienas kūnas pagal savo prigimtį gauna kiekvieną sekundą tiek pat šilimos, kiek jis atiduoda.

Paimsime du kūnus neriboto didumo tos pačios absolutinės temperatūros T. Tegu tie du kūnai atkreipti vienas prieš kitą dviem paviršiais. Einant viršum išdėstyta Prevosto teorija, vyksta radiacijos maina. Pažymėję vieno kūno emisiją ir absorbciją iš eilės raidėmis E_1 ir A_1, o kito kūno E_2 ir A_2, pažiūrėsime, kokia bus tos radiacijos mainos išdava. Kadangi emisija ir radiacija visame kūno paviršiuje yra tos počios, tai nustatysime radiacijos mainos balansą tik vienam paviršiaus kvadrat. cm.

Pirmasai kūnas nuo kiekvieno savo paviršiaus kvadrat. cm. atiduoda arba išleidžia E_1 ergų energijos. Šita energija pasiekia antrąjį kūną, kuris dalinai ją absorbuoja, dalinai atmuša, siųsdamas ją atgal pirmajam kūnui. Kadangi antrojo kūno absorbcija lygsta A_2, tai antrasai kūnas absorbuoja $E_1 . A_2$ energijos ir atmuša $E_1 - E_1 A_2 = E_1 (1 - A_2)$. Šitas atmuštos energijos kiekis pasiekia pirmąjį kūną, kuris dalinai ją absorbuoja, o dalinai vėl atmuša atgal antrajam kūnui. Pirmojo kūno absorbcija lygsta A_1. Taigi jis absorbuoja $E_1 A_1 (1 - A_2)$ ir atmuša atgal

$$E_1 (1 - A_2) - E_1 A_1 (1 - A_2) = E_1 (1 - A_2) (1 - A_1).$$

Iš šito energijos kiekio antrasai kūnas vėl absorbuoja $E_1 A_2 (1 - A_2) (1 - A_1)$ ir atmuša atgal pirmajam kūnui

$$E_1 (1 - A_2) (1 - A_1) - E_1 A_2 (1 - A_2) (1 - A_1) = E_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1).$$

Iš šito energijos kiekio pirmasai kūnas absorbuoja $E_1 A_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)$ ir atmuša atgal antrajam kūnui

$$E_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1) - E_1 A_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1) = E_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2.$$

Iš šito kiekio antrasai kūnas absorbuoja $E_1 A_2 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2$ ir atmuša atgal pirmajam kūnui

$$E_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2 - E_1 A_2 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2 = E_1 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^2.$$

Pirmasai kūnas iš šito kiekio absorbuoja $E_1 A_1 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^2$ ir atmuša atgal antrajam kūnui

$$E_1 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^2 - E_1 A_1 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^2 = E_1 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^3 \text{ ir t. t.}$$

Taigi iš išleistos pirmojo kūno energijos E_1 antrasai kūnas grąžina jam tam tikrą tos energijos dalį, kurią pirmasai kūnas absorbuoja. Suskaitę pirmojo kūno absorbuotą energijos dalį iš jo paties išleistos energijos E_1, mes gausime:

$$E_1 A_1 (1 - A_2) + E_1 A_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1) +$$
$$+ E_1 A_1 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^2 + E_1 A_1 (1 - A_2)^4 (1 + A_1)^3 +$$
$$+ \ldots = E_1 A_1 (1 - A_2) [1 + (1 - A_2) (1 - A_1) + (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2 +$$
$$+ (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^3 + \ldots] = \frac{E_1 A_1 (1 - A_2)}{1 - (1 - A_2)(1 - A_1)},$$

nes čia mes turime didžiuosiuose skliaustuose sueinančią geometrišką eilę, kurios vardiklis $(1 - A_2)(1 - A_1)$ yra trupmena, mažesnė už 1, ir kurios pirmas narys yra 1.

Iš viršum duotų lygčių išeina, kad iš paleistos pirmojo kūno energijos E_1 antrasai kūnas absorbavo šį energijos kiekį:

$$E_1 A_2 + E_1 A_2 (1 - A_2)(1 - A_1) + E_1 A_2 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2 +$$
$$+ E_1 A_2 (1 - A_2)^3 (1 - A_1)^3 + \ldots =$$
$$= E_1 A_2 [1 + (1 - A_2)(1 - A_1) + (1 - A_2)^2 (1 - A_1)^2 + \ldots] = \frac{E_1 A_2}{1 - (1 - A_2)(1 - A_1)}.$$

Antrasai kūnas iš savo pusės paleidžia energijos kiekį E_2 ir dalį tos energijos kiekio absorbuoja pirmasai kūnas. Kadangi čia mes turime darbo su pilnai simetriška energijos maina, tai reiškinys energijos E_2 daliai, pirmojo kūno absorbuotai, bus visiškai simetriškas energijos E_1 daliai, antrojo kūno absorbuotai. Vadinasi, iš paleistos antrojo kūno energijos E_2 pirmasai kūnas absorbuos $\frac{E_2 A_1}{1 - (1 - A_2)(1 - A_1)}$.

Taigi iš viso pirmasai kūnas absorbuos energijos

$$\frac{E_1 A_1 (1 - A_2)}{1 - (1 - A_2)(1 - A_1)} + \frac{E_2 A_1}{1 - (1 - A_2)(1 - A_1)}.$$

Einant Prevosto teorija, šitas pirmojo kūno absorbuotas kiekis, esant temperatūros pusiausvyrai, turi būti lygus pirmojo kūno paleistai energijai E_1. Taigi mes turime:

$$\frac{E_1 A_1 (1 - A_2) + E_2 A_1}{1 - (1 - A_2)(1 - A_1)} = E_1.$$

Iš čia išeina: $E_1 A_1 - E_1 A_1 A_2 + E_2 A_1 = E_1 - E_1 + E_1 A_1 + E_1 A_2 - E_1 A_1 A_2$

arba sutraukus $E_2 A_1 = E_1 A_2$ arba $\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \text{const.}$

Tai ir yra Kirchhofo-Stewarto dėsnis kaipo išvada iš Prevosto radiacijos mainos teorijos. Šitas dėsnis plačiai patikrintas tyrimais ir turi neabejotinos galios temperatūrinės radiacijos srityje. Bet tyrimai rodo, kad jis turi galios ir kitų rūšių radiacijos srityje, kaip, sakysime, luminiscencijos srityje, kuri susidaro einant elektros išlydžiams per smarkiai praskiestas dujas. Kitaip sakant, tas dėsnis galioja ne tik tolydiniems spektrams, bet ir linijiniams spektrams, su tuo vienok skirtumu, kad santykis $\frac{E}{A}$ šitoms radiacijoms yra kitoks, kaip temperatūrinei radiacijai.

Kada kūno absorbcija yra lygi 0, tai ir jo emisija yra lygi 0, nes kitaip santykis tarp emisijos ir absorbcijos pasidarytų begalinis dydis. Bet kūno absorbcija A gali būti lygi O tik dviem atvejais, būtent: kada kūnas praleidžia visą krintančią į jį radiaciją arba atmuša visą šitą radiaciją. Iš čia išeina toki išvada: kūnas negali leisti tokių spindulių, kuriems jis yra permatomas, arba tokių spindulių, kuriems kūno paviršius yra tobulas veidrodis.

O jeigu kūnas absorbuoja visą krintančią į jį radiaciją, tai jo absorbcija A=1. Toksai kūnas vadinasi juodu kūnu ir prigimtyje tokio kūno nėra, nes vienas iš juodžiausių žinomų mums kūnų, būtent, kerosino lempos suodžiai, absorbuoja tik 99% krintančios į jį radiacijos. Taigi visiškai juodas kūnas yra abstrakcijos dalykas. Pažymėsime tokio juodo kūno emisiją raide S ir emisiją ir absorbciją bet kurio kito kūno iš eilės raidėmis E ir A. Tad mes turime: $\frac{S}{1} = \frac{E}{A}$ arba $S = \frac{E}{A}$. Vadinasi, turint tam tikrą temperatūrą ir radiaciją tam tikro bangos ilgio, nė vienas prigimties kūnas negali leisti daugiau energijos kaip visiškai juodas kūnas. Antra vertus, nustačius santykį $\frac{E}{A}$ bet kuriam kūnui, esant tam tikrai temperatūrai ir radiacijai tam tikro bangos ilgio, mes tokiu būdu surasime visiškai juodo kūno emisiją arba radiaciją S. Taigi šitas dydis S yra bangos ilgio ir absolutinės temperatūros funkcija. Dažnai šitas dydis vadinamas Kirchhofo funkcija.

Kaip jau mes žinome, juodas kūnas, kuris absorbuoja visus spindulius, leidžia irgi visus spindulius. Aišku, kad juodo kūno visos radiacijos energija yra absolutinės temperatūros funkcija, nes kįlant temperatūrai amplitūdos įvairių radiacijos bangų auga ir, vadinasi, auga visos radiacijos intensingumas. Kirchhofo dėsnis nesako, kokia temperatūros funkcija yra visa leidžiama juodo kūno energija. Remdamasis Tyndallio matavimais, įkaitintos platinos vielos emisijos esant įvairioms temperatūroms, fizikas Stefanas 1879 metais surado empirinę formulą visai temperatūrinei radiacijai. Tyndallis tyrimais konstatavo, kad tos pačios įkaitintos platinos vielos emisija, esant 1200° C temperatūrai, yra 11,7 sykių didesnė kaip esant 525° C temperatūrai. Stefanas parodė, kad šituo atveju emisijos santykiuoja kaip ketvirti laipsniai absolutinių temperatūrų. Iš tikrųjų $\left(\frac{1200 + 273}{525 + 273}\right)^4 = 11,6$. Taigi išeina, kad visa temperatūrinės radiacijos energija yra proporcinga absolutinės temperatūros ketvirtajam laipsniui. Vadinasi, $E = k, T^4$. Čia E reiškia visą radiacijos energiją, T absolutinę temperatūrą ir k proporcingumo veiksnys. Šitas vadinamasis Stefano dėsnis turi didelės reikšmės ne tik teorijai, bet ir praktikai, pavyzdžiui, elektros šviesos srityje. Bet jis turi galios tiktai temperatūrinei radiacijai.

Iš pradžios pastangos šitą dėsnį patikrinti nuėjo niekais todel, kad daugumа kūnų, kuriems tas dėsnis buvo tikrinamas, reiškia selektyvią absorbciją didesniam ar mažesniam laipsny ir, vadinasi, neleidžia radiacijos visokių bangos ilgių, taigi neduoda tikros temperatūrinės radiacijos. Tikrą temperatūrinę radiaciją duoda tik juodas kūnas ir Stefano dėsniui patikrinti reikėjo šiaip ar taip tokį kūną realizuoti. Šitą yra atlikę Vokietijos fizikai Lummeris ir Pringsheimas.

Įsivaizduokim sau tuščiavidurį rutulį su sienomis, išklotomis lygiais paviršiais. Tegu pro mažą skylę į tą rutulį patenka šviesos spinduliai. Jie ten daug kartų atsimuš nuo rutulio lygių sienų ir bus pagaliau daugiakarčių atsimušimų panaikinti, t. y. virs šilima. Antra vertus, esant mažai skylei, tokiam spinduliui, patekusiam pro šitą skylę į tuščią rutulį, bus be galo maža šansų atsimušus pataikinti kaip tik į skylę ir išeiti laukan. Taigi, praktiškai imant, toksai tuščias rutulys absorbuos visus patekusius į jį spindulius ir, vadinasi, atstos juodą kūną. Jeigu rutulio sienos išklotos iš vidaus absorbuojančia medžiaga, tai, patekus pro skylę į rutulį spinduliams, vaisiai bus tie patys.

Be to, kiekvienas iš prityrimo žino, kad tuštumos, dubumos arba tušti indai pro nedideles skyles visuomet atrodo tamsūs. Taip statinės vidurys atrodo pro skylę tamsus net ir tada, kada ta statinė iš vidaus nudažyta baltais dažais. Įsivaizduokim dabar sau, kad rutulio sienos išklotos įvairia medžiaga ir rutulio tuštumoje randasi dar irgi įvairi medžiaga, kuri dalinai absorbuoja, dalinai atmuša įvairius spindulius. Jeigu tik rutulio vidury visose jo dalyse temperatūra yra ta pati, tai tokio rutulio vidurys veiks irgi kaip juodas kūnas, nes esant tai pačiai temperatūrai kiekvienas kūnas rutulio vidury atiduos tiek energijos, kiek jis gaus. Vadinasi, pakankamai pakeitę tokio tuščio rutulio temperatūrą jo vidury, mes turėsime radiaciją visokių bangų ilgių arba

visokių dažnumų. Taigi tokiu atveju, pastatę ties rutulio skyle bolometrą, mes išmatuosime visą pilnos radiacijos energiją arba, pastatę ties rutulio skyle prizmą, mes gausime tolydinį juodo kūno temperatūrinės radiacijos spektrą, arba vadinamosios visiškos radiacijos spektrą, ir galėsime bolometru arba kita kokia priemone išmatuoti energiją atskirų spektro dalių ir surasti visą energiją, sudedant energiją atskirų dalių. Reikia tik vartoti prizmas iš tokios medžiagos, kuri praleidžia visokių rūšių radiaciją. Prie tokios medžiagos priklauso kristalai paprastos druskos ir fluoro kalkio kristalai. Taigi tokiais atvejais vartojamos prizmos iš paprastos druskos arba iš kalkio fluoro, nes tokios prizmos praleidžia ne tik matomus spindulius, bet ir nematomus, tai yra ultravioletinius ir infraraudonus. Pagaliau galima gauti pilnos radiacijos spektrą pagalba gaubto metališko Rowlando gardelio. Tada nei prizma nei linzės nereikalingos, ir mes gauname visas spektro dalis.

Kad dar geriau suprastum Lummerio ir Pringsheimo juodą kūną arba visišką radiatorį, įsivaizduokime sau, kad mes esame visiškai tamsiam kambary. Tegu to kambario sienos ir visi daiktai turi tą pačią temperatūrą, sakysime 10 — 12°. Mes ne tik nieko nematysime tokiam kambary, bet ir neatjausime šilimos radiacijos, kuri, einant Prevosto teorija, vyksta ir tokiam kambary. Taip pat jeigu mes žiūrime į krosnį, kurioj smarkiai dega, sakysime, anglys, taip kad krosnis žeria balta šviesa, tai jeigu tarp smarkiai įkaitintų anglių randasi įvairūs kūnai, pavyzdžiui, geležies gabalai arba stiklo šukės, tai kontūrai tų daiktų, jeigu tik jie turi įkaitintų anglių temperatūrą, bus labai neaiškūs, paplitę ir dažnai ir visiškai negalima bus jų atskirti nuo anglių. Vadinasi, tokiomis sąlygomis įkaitintos anglys, stiklas, geležis nebereiškia jokio skirtumo temperatūrinės radiacijos atžvilgiu. Taigi Lummeris ir Pringsheimas, patikrindami Stefano dėsnį, vartojo kaipo juodus kūnus arba visiškus radiatorius tuščią vario rutulį, kuris buvo kaitinamas arba verdančio vandens garais arba net ir liepsna. Taip pat jie vartojo porcelano vamzdelį, kuris buvo kaitinamas elektros srove, leidžiant šitą srovę viela, apvyniota ant vamzdžio. Pagaliau jie vartojo ir grafito cilindrą, kuris buvo kaitinamas leidžiant elektros srovę tiesiog per cilindrą. Visais atvejais vidury tuščio rutulio ir tuščių cilindrų jie turėjo visišką radiaciją ir, gavę tos visiškos radiacijos spektrą pagalba druskos prizmų ir linzių, jiems pasisekė išmatuoti visą tokio spektro energiją ir konstatuoti, kad temperatūros ribose nuo 100° ligi 1535° Stefano dėsnis neabejojamai galioja.

Amerikietis Langley bolometru išmatavo saulės radiaciją, arba visą saulės išleidžiamą, sakysime, per 1 sekundą nuo kiekvieno kvadrat. cm. paviršiaus energiją. Panašūs matavimai buvo atkartoti vėliau ir kitų ir kaipo išdava visų tų matavimų išeina, kad kiekvienas kvadratinis metras saulės paviršiaus paleidžia į erdvę per vieną sekundą energiją, lygią 70.000 arklių jėgos. Stefano dėsnio $E = k. T^4$ konstantą k galima nustatyti visiškos radiacijos matavimais laboratorijoje. O žinant šitą konstantą ir saulės radiaciją, galima apskaityti saulės absolutinė temperatūra. Išeina 6200° absol.

Remiantis panašiais bolometriniais matavimais nustatoma įvairių žvaigždžių radiacija ir apskaitoma jų absolutinė temperatūra. Pasirodo, kad yra žvaigždžių, kaip pavyzdžiui, „maini žvaigždė Algol", kurios radiacija yra 40 sykių smarkesnė kaip saulės radiacija ir kurios temperatūra yra lygi 32000° absol.

Antra vertus, Buchanan Egipte tiesioginiais matavimais nustatė, kad kiekvienas kvadratinis metras žemės paviršiaus gauna iš saulės energijos kiekį, lygų 1 arklio jėgai. Turint galvoj matavimus saulės energijos absorbcijos žemės paviršium įvairiose žemės vietose, apskaitoma, kad visa žemė gauna iš saulės energiją, lygią 130 bilionų arklių jėgos ($130 . 10^{12}$). Skaitant, kad ant žemės yra 1.500.000.000 gyventojų, kiekvienam gyventojui iš tos energijos tenka 80 000 arklių jėgos. Deja, tik labai maža tos energijos dalis suvartojama augalų ir gyvulių biologiniams procesams, o didžioji dalis emisijos keliu grįžta atgal į šaltą erdvę. Antra vertus, tasai milžiniškas energijos kiekis, kurį žemė gauna iš saulės, sudaro tik labai mažą dalį visos tos energijos, kurią saulė išmeta į erdvės bedugnes.

Akivaizdoje didelio svarbumo Stefano dėsnio suprantama, kad buvo daromos pastangos duoti šitam dėsniui teorinį pagrindą. Tai yra atlikęs didelis Vienos fizikas

Boltzmann'as, kuris pažiūrėjo į radiaciją kaipo į medžiagą ir pritaikino radiacijai Carnot'o metodą šilimos mašinų maksimum naudingumo koeficientui nustatyti (žiūr. „Šilima", 22 ir 23 §§).

Įsivaizduokime sau tuščią cilindrą, kurio vidurys turi visame jo tūryje vienodą absolutinę temperatūrą. Taigi cilindro vidury mes turime tada visišką radiaciją. Šita radiacija, kaip jau mes žinome, spaudžia į cilindro šonus ir, vadinasi, visais atvejais yra panaši į dujas, uždarytas cilindre. Tai reiškia, kad su ta radiacija galima atlikti tokį pat ciklinį Carnot'o procesą, kaip su tobulomis dujomis ir, vadinasi, galima tai radiacijai pritaikinti antrąjį termodinamikos dėsnį Klausiuso arba Helmholtz'o redakcijoje. Tegu mūsų cilindras su visiška radiacija uždarytas stumekliu, kuris uždaro cilindrą hermetiškai iš atžvilgio į radiaciją, bet slankioja cilindre be jokio trynimo. Pažymėsime radiacijos tankumą arba energijos kiekį, skaitydami vienam kub. cm. cilindro tūrio, raide u, cilindro tūrį raide V ir visą energiją tam tūry raide U, taip kad $U = u.\ V$. Pagaliau tegu absolutinė radiacijos temperatūra bus T. Kadangi radiacija spaudžia į stumeklį nelyginant kaip dujos, tai leisime tai radiacijai, taip sakant, izotermiškai truputį išsiplėsti, taip kad jos tūris padidėtų labai mažu dydžiu dV. Tada radiacija atliks darbą $A = -p.\ dV$, jeigu mes radiacijos spaudimą, Maxwellio apskaitytą ir Lebedevo tyrimais patikrintą, pažymėsime raide p. Padidėjus tūriui per dV, visos energijos atmaina bus $-u.\ dV$. Pagaliau turėsime galvoj, kad, einant Maxwelliu ir Lebedevu, radiacijos spaudimas lygus $^1/_3$ radiacijos tankumo, vadinasi, $p = {}^1/_3\ u$.

Antrasai termodinamikos dėsnis Helmholtz'o redakcijoje atrodo taip: $A - U = T\frac{dA}{dT}$ (žiūr. „Šilima", 23 §, puslap. 169, 170). Šita lygtis galioja izoterminiam procesui ir joje A reiškia laisvos energijos atmainą, kuri bus lygi atliktam darbui, o U reiškia visos sistemos energijos atmainą, $\frac{dA}{dT}$ yra laisvos energijos temperatūrinis koeficientas (tasai koeficentas sako, kaip mainosi laisva energija keičiantis absolutinei temperatūrai). O sandauga šito temperatūrinio koeficiento iš absolutinės temperatūros yra ne kas kita, kaip surišta sistemos energija, kuri negali būti paversta darbu.

Pakeitę Helmholtz'o lygtyje A per $-p.\ dV = -{}^1/_3\ u.\ dV$, U per $-u.\ dV$ ir $\frac{dA}{dT}$ per $-\frac{d}{dT}\left(\frac{1}{3}u\,dV\right)$, mes gausime mūsų izoterminiam procesui, atliktam su radiacija, tokią lygtį:

$$-\frac{1}{3}u\,dV - u\,dV = -T\frac{d}{dT}\left(\frac{1}{3}u\,dV\right) = -\frac{T}{3}\frac{du}{dT}dV$$

$$\text{arba } 4u = T\frac{du}{dT} \text{ arba } 4\frac{dT}{T} = \frac{du}{u}.$$

Integruodami šitą diferencinę lygtį, gausime:

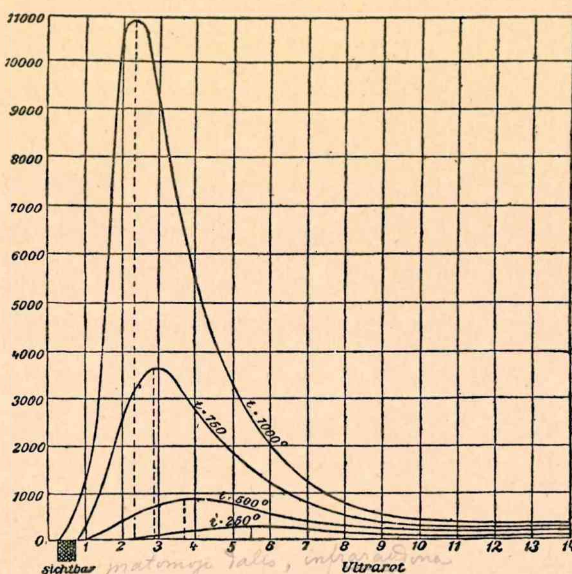
$$4\ln T + C = \ln u \text{ arba } \ln u - \ln T^4 = C$$

$$\text{arba } \ln\frac{u}{T^4} = C \text{ arba } \frac{u}{T^4} = k, \text{ iš kur išeina } u = kT^4 \text{ — Stefano dėsnis.}$$

Stefano dėsnis aiškai atsako į klausimą, kokia yra visa visiškos radiacijos energija. Kitas svarbus klausimas, kuris mums teks dabar spręsti, tai yra klausimas, kaip pasidalina šita visiškos radiacijos energija tarp bangų įvairaus dažnumo arba periodo, arba ilgio, iš kurių ta radiacija susideda. Kaip jau mes žinome, temperatūrinė radiacija visuomet duoda tolydinį spektrą. Tyrimai rodo, kad energija pareina nuo bangos ilgio. Bet čia nėra paprastos linijinės funkcionalios pareinos energijos ir bangos periodo arba dažnumo. Kaip rodo 222 ir 223 piešiniai, augant dažnumui radiacijos energija auga ligi tam tikro maksimumo ir paskui vėl ima mažėti. Kaip rodo 223 piešinys, tasai energijos maksimumas pareina nuo absolutinės temperatūros: juo žemesnė

absolutinė temperatūra, juo ilgesnėms bangoms arba juo mažesniems dažnumams priklauso energijos maksimumas. Kįlant gi temperatūrai augštyn—tasai maksimumas slenka į pusę vis didesnių ir didesnių dažnumų (vis trumpesnių ir trumpesnių bangų). Taip 222 piešinys rodo, kad esant temperatūrai 250° C., tasai maksimumas priklauso bangoms 5,5 μ ilgio, esant temperatūrai 600° C. — maksimumas priklauso bangoms 3,75 μ, prie temperatūros 1000° C. — maksimumas priklauso bangoms 2,25 μ ir t. t. Nagrinėdamas šitą dalyką, Wien'as konstatavo, kad sandauga iš bangos ilgio $\lambda_{max.}$, kuriai priklauso maksimum energijos, ir absolutinės temperatūros T, prie kurios tasai bangos ilgis reiškia maksimum energijos, yra pastovus dydis. Taigi $\lambda_{max.}\ T = const.$ Šitas faktas žinomas kaipo Wieno pasistūmimo dėsnis. Turint galvoj Stefano dėsnį $E = k.\ T^4$, Wieno dėsnis gauna tokią formą: $E_{max} = \lambda_{max}\ T^5$ arba $= const.\ T^5$, nes λ_{max} yra pastovus dydis. Iš šitos lygties išeina $\frac{E\ max.}{T^5} = const.$ Tai yra kita Wieno dėsnio forma.

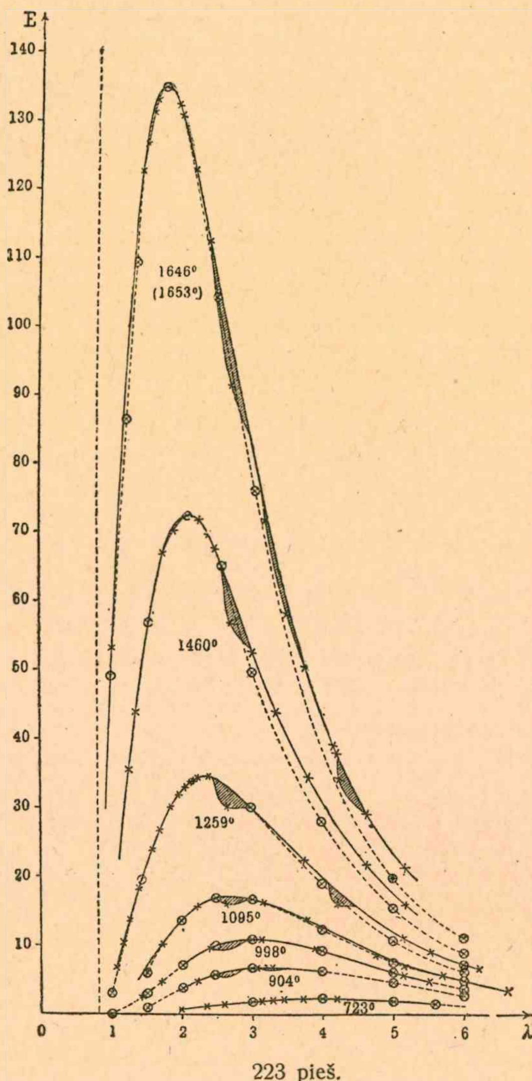
Reikia pasakyti, kad matavimai energijos visiškos radiacijos spektro įvairiose dalyse, atlikti Lummerio, Pringsheimo ir kitų, visiškai patikrino šitą Wieno dėsnį ir rodo, kad Wieno dėsnis turi neabejojamos galios visiškai radiacijai. Reikia vienok turėti galvoj, kad tuo tarpu kaip visiška radiacija reiškia maksimum energijos infraraudonoje spektro dalyje bangos ilgiui apie 2,25 μ, dujų liepsnos radiacija reiškia maksimum energijos esant bangos ilgiui 1,5 μ, Volto lanko radiacija reiškia maksimum energijos esant bangos ilgiui 1,3 μ, saulės radiacija, remiantis Langley matavimais, reiškia maksimum energijos geltonai žalioje spektro dalyje, gangreit rubežiaus geltonos ir žalios dalių sienoje, bet daugiausia į geltoną pusę. Langley, remdamasis Wieno dėsniu $\lambda_{max.}\ T = const.$ ir savo matavimais, apskaitė saulės temperatūrą ir rado, kad ta temperatūra yra lygi 5880° absol. skaičius, kuris mažai skiriasi nuo skaičiaus, apskaityto remiantis Stefano dėsniu. Reikia pasakyti, kad Wieno dėsnis gali būti taikomas daug platesnėse ribose kaip Stefano dėsnis ta prasme, kad jis veikia ir tokiems kūnams, kaip, pavyzdžiui, platina, geležies oksidas, vario oksidas, anglis ir t. t., kurių jokiu būdu negalima laikyti visiškai juodais kūnais ir kurie negali būti visiškos radiacijos šaltiniais. Taigi Wieno dėsnis turi gan didelės praktiškos reikšmės ir gerokai yra prisidėjęs prie dirbtinės šviesos šaltinių tobulinimo. Dalykas tas, kad mes gauname šviesą kaitindami kūnus, ir kadangi didžioji energijos dalis surišta su ilgomis nematomomis (infraraudonomis) bangomis, tai tik mažą dalį visos energijos mes gauname kaipo šviesą, vidutiniškai ne daugiau kaip 1% išeikvotos energijos. Aišku, kad šitas klausimas svarbus ne tik teorijai, bet ir praktikai. Taigi visi praktiški šviesos šaltinių tobulinimai, kaip, sakysime, Auerio tinklelis, Osramo arba Wolframo elektros lemputės, liepsnos lankai su garais natrijo ir kalcijo, gyvojo sidabro lankas ir t. t. yra padaryti remiantis Wieno dėsniu



222 pieš.

Paskutinis klausimas, kurį mums reikia išspręsti radiacijos srity, tai yra klausimas, kaip pareina energija nuo absolutinės temperatūros ir nuo bangos ilgio arba nuo

dažnumo. Kitaip sakant, mums reikia surasti visiškos radiacijos lygtį, kuri išreikštų radiacijos kreivąsias, atvaizduotas 222 ir 223 piešiniais. Visa eilė fizikų bandė išspręsti šitą uždavinį ir patiekė įvairias lygtis visiškai radiacijai, bet nė vieną iš tų lygčių negalima buvo pritaikinti visai visiškos radiacijos sričiai. Tiktai 1900 metais Berlyno fizikui Maxui Plankui pasisekė surasti lygtį, kuri apima visą visiškos radiacijos sritį, paskelbus visiškai revoliucinę mintį, kad radiacijos procesas (emisija ir absorbcija) nėra tolydinis procesas, o vyksta tik tam tikrais kiekiais arba kvantais.



223 pieš.

Pirmutinės visiškos radiacijos lygtys buvo išvestos remiantis žinomu Maxwellio principu lygaus energijos padalinimo tarp įvairių materialinės sistemos laisvės laipsnių. Tasai dėsnis visų pirma buvo Maxwellio nustatytas kinetinės energijos padalinimui tarp dujų molekulų, pasiekusių temperatūrinę pusiausvyrą, išeinant iš kinetinės dujų teorijos ir taikant agregatui, susidedančiam iš labai didelio skaičiaus molekulų, statistikos dėsnius, kurie liečia labai didelius skaičius ir remiasi tikrenybių teorijos pagrindais. Terminas „laisvės laipsnis" čia visų pirma suprantamas kaipo koordinata. Taigi tasai terminas visų pirma reiškia ne ką kitą, kaip galimą būdą materialinės dalelės judėjimo arba to judėjimo galimą kryptį. Paimsime pavyzdžiui dujas, kurių molekulos yra sudarytos tik iš vieno atomo, paimsime, vadinasi, vienatomines molekulas Tų molekulų judėjimai, einant kinetine dujų teorija, vyksta įvairių įvairiausiomis kryptimis, bet kiekvienos tokios molekulos judėjimą galima pakeisti judėjimais trimis kryptimis išilgai trijų koordinatų tiesiakampės koordinatų sistemos. Taigi mes čia turime tris judėjimo pagrindines kryptis arba tris laisvės laipsnius. Antra vertus, tokioje sistemoje mes turime tik tą judėjimo rūšį, kuri vadinasi translacija ir turime darbo tik su kinetine energija. Taigi, einant Maxwellio dėsniu, visa tokios sistemos kinetinė energija, esant jai temperatūrinėj pusiausvyroj, pasidalina lygiai tarp trijų laisvės laipsnių. Skaitant grammolekulai visą kinetinę energiją, čia bus $^3/_2$ RT esant absoliutinei temperatūrai T. Taigi kiekvienas laisvės laipsnis, esant temperatūrinei pusiausvyrai, turi čia $^1/_2$ RT ergų energijos, skaitant grammolekulai. R yra dujų generalinė konstanta, skaitant grammolekulai. Einant Perrinu, skaičius molekulų vienoje grammolekuloje lygsta 6.10^{23}. Taigi $\frac{R}{6.10^{23}} = k$ bus dujų generalinė konstanta, apskaityta vienai molekulai. Vadinasi, kalbamuoju atveju skaitant vienai molekulai kiekvienas laisvės laipsnis turės $^1/_2$ kT ergų energijos ($k = 1{,}346.10^{-16}$ ergų gradusų).

Paimsime dabar kitą pavyzdį. būtent, dujų, kurių molekulos sudarytos iš dviejų atomų. Čia jau mes turėsime bent keturius ir eventualiai ir penkius laisvės laipsnius. Visų pirma tokios dviatominės molekulos, einant kinetine dujų teorija, laksto įvairių įvairiausiomis kryptimis ir, vadinasi, šituo atžvilgiu mes turime tris laisvės laipsnius. Bet atomai, kurie sudaro molekulą, irgi juda: jie arba vibruoja išilgai tiesios linijos arba sukasi. Jeigu atomai vibruoja išilgai tiesios linijos, tai tada mes turime tik vieną laisvės laipsnį. Bet čia mes turime skaitytis ne tik su kinetine energija, bet ir su potencine energija, nes švytavimai, oscilacijos, vibracijos galimos tik ten, kur veikia atstatomoji jėga, visuomet atkreipta į pusiausvyros būklę ir visuomet proporcinga atsilenkimui nuo tos pusiausvyros padėties. Tai yra jėga, veikianti tarp atomų, sudarančių molekulą ir suteikianti tai molekulai tam tikrą pastovumą. Kiekvienoj būklėj visa tokios vibruojančios sistemos energija yra lygi sumai kinetinės ir potencinės energijų, o vidutiniškai per vieną vibracijos periodą kinetinė energija lygsta potencinei energijai. Taigi ir čia kiekvienas laisvės laipsnis turės $^1/_2$ kT ergų kinetinės energijos, bet ketvirtajam laisvės laipsniui teks dar $^1/_2$ kT potencinės energijos, taip kad kiekvienas laisvės laipsnis linijiškai vibruojančios sistemos turės iš viso kT energijos. O jeigu atomai nevibruoja, bet sukasi molekuloje, tai mes turėsime tris translacijos laisvės laipsnius ir dar du sukimo laisvės laipsnius, nes kiekvieną sukimą galima pakeisti dviem linijinėmis vibracijomis statmeniškai viena kitai. Taigi tokiu atveju mes turėsime jau penkius laisvės laipsnius. Paėmę molekulą iš trijų atomų, mes turėsime tris translacijos laipsnius ir tris vibracijos laipsnius ir, jeigu mes dar turime sukimą, tai tris sukimo laipsnius. Iš šitų pavyzdžių aišku, ką reiškia pas Maxwellį terminas „laisvės laipsnis“ ir ką jis mano apie lygų kinetinės energijos padalinimą tarp įvairių laisvės laipsnių. Aplamai, juo painesnė molekulos sudėtis ir juo didesnė judėjimų įvairenybė, juo didesnio laisvės laipsnių skaičiaus charakterizuojama meterialinė sistema.

Radiacija yra maina energijos tarp materijos ir eterio. Tam tikroje erdvės dalyje pusiausvyra radiacijos atžvilgiu bus pasiekta, kada ta erdvės dalis išleidžia tiek pat energijos, kiek jai priteka energijos iš oro per tam tikrą laiką. Šita pusiausvyra charakterizuojama labiausiai galimu arba tikriausiu energijos padalinimu tarp bangų įvairaus periodo arba įvairaus dažnumo. Taigi, taikydami Maxwellio dėsnį, mes turėsime išspręsti, kaip, pasiekus temperatūrinę pusiausvyrą, energija pasidalina tarp įvairių laisvės laipsnių materijos ir eterio. Iš to, kas anksčiau pasakyta apie laisvės laipsnius, išeina, kad materijos laisvės laipsniai yra surišti su jos netolydine, molekuline — atomistine struktūra. Sakydami, kad eteris yra kontinumas, mes turėsime priskirti eteriui be galo daug laisvės laipsnių. Tada, vykstant mainai energijos tarp materijos ir eterio, einant Maxwellio dėsniu, visa energija pagaliau pateks į eterį ir tokiu atveju energijos mainos pusiausvyra gali būti pasiekta tik esant absolutiniam nuliui. Taigi konkrečiai imant, tokiu atveju negali būti kalbama apie energijos padalinimą O sakant, kad ir eteris turi struktūrą, kaip ir materija, galima bus kalbėti apie energijos pusiausvyros būkles įvairioms temperatūroms. Jeigu eteris neturi struktūros, tai jis praleidžia bangas visokių ilgių, pradedant nuo 0 ligi ∞. O jeigu jis turi struktūrą, tai jis gali praleisti tik tokias trumpiausias bangas, kurių ilgis mažai tesiskiria nuo eterio molekulų diametro. Taigi priskiriant eteriui struktūrą, tuo pačiu nustatomos ribos eterio pralaidumui bangoms ta prasme, kad bangos, trumpesnės kaip eterio mulekulos diametras, nebepraleidžiamos, nelyginant kaip oras arba kitos dujos nepraleidžia tokių garso bangų, kurių ilgis yra mažesnis kaip oro arba dujų molekulų diametras. Taigi Rayleigh ir Jeans sakydami, kad eteris turi baigtą laisvės laipsnių skaičių, vadinasi, prileisdami, kad eteris turi struktūrą kaip ir paprasta materija ir taikindami Maxwellio principą priėjo prie tos išvados, kad normaliame spektre energija pasidalina taip, kad jos intensingumas yra proporcingas absolutinei temperatūrai ir atvirkščiai proporcingas ketvirtajam laipsniui bangos ilgio, imant siaurą spektro bruožą, apimantį bangos ilgius tarp λ ir $\lambda + d\lambda$, nes fiziškai, konkrečiai, spektro linija bangos ilgio λ neturi prasmės. Iš šitos Rayleigh ir Jeanso išvados seka, kad energija spektre pasidalina taip, kad gangreit ji visa susitaupo toje spektro dalyje, kur mes turime trumpiausias bangas. O iš tikrųjų, kaip rodo spektrų bolometriniai matavimai,

maksimum energijos susitaupo infraraudonoje spektro dalyje, jeigu mes turime darbo su visiškos radiacijos spektru, ir geltonai žalioje spektro dalyje, jegu mes turime darbo su saulės spektru.

Priimdami netolydinę eterio struktūrą ir taikindami Maxwellio energijos lygaus padalinimo principą, Rayleigh ir Jeans prieina prie šios radiacijos formulos $E_\lambda = \frac{ckT}{\lambda^4}$; čia kT reiškia energiją vieno vibracijos laipsnio, λ reiškia bangos ilgį ir c šviesos greitumą. Reikia pasakyti, kad šita formula pakankamai sutinka su energijos matavimais ilgų bangų srityje esant augštoms temperatūroms. Bet nesutinka su matavimų vaisiais visoje kitoje spektro dalyje, vadinasi, trumpesnių bangų srityje. Be to, einant šita formula, energijos kreivoji auga kįlant temperątūrai ir darosi vis statesnė ir statesnė, o tuo tarpu energijos kreivoji, kurią atvaizduoja 222 piešinys rodo, kad mažiausia energijos turi tos spektro dalys, kur mes turime trumpiausias bangas ir labai ilgas bangas, vadinasi, ta kreivoji turi maksimumą, dažniausiai infraraudonoje srityje. Nesuderant Rayleigh formulai su tyrimais, buvo stengiamasi surasti kita radiacijos formula. Iš visos eilės formulų paduosime čia tik Wieno formulą, išvestą remiantis Maxwellio lygaus energijos padalinimo principu ir termodinaminiais samprotavimais. Wieno formula atrodo taip: $E_\lambda = \frac{C}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{C^1}{\lambda T}}$. Cia e reiškia naturalių logaritmų bazę, o C ir C^1 dvi konstantas. Lummerio, Pringsheimo, Pascheno ir kitų tyrimai parodė, kad šita Wieno formula sutinka su eksperimentais gan plačiose spektro ribose, bet nesutinka su eksperimentais ilgų bangų srityje esant augštoms temperatūroms, vadinasi, kaip tik toje spektro srityje, kurią atitinka Rayleigh formula.

Visa tai privertė Planką atsisakyti nuo Maxwellio energijos lygaus padalinimo principo radiacijos srityje ir patiesti radiacijos tyrinėjimų pagrinde vadinamąją kvantų hipotezą. Plankas priima, kad absorbcija ir radiacija nėra tolydiniai procesai, kaip tai išeina iš Maxwellio elektromegnetinės šviesos teorijos, kad tam tikra materialinė sistema, sakysime, radiatorius arba rezonatorius absorbuoja ir leidžia energiją ne bet kuriais kiekiais, bet tam tikrais kiekiais, tam tikromis, taip sakant, porcijomis arba dusyk, trissyk ir t. t. didesnėmis porcijomis. Taigi išeina, kad yra tam tikras minimumas energijos, kurį gali absorbuoti arba leisti metarialinė sistema. Tą minimumą energijos Plankas ir vadina kvantu ir pažymi tą dydį ženklu ε. Šitas dydis yra tiesioginai proporcingas vibracijų dažnumui. Taigi Planko kvantas iš atžvilgio į energijos mainą yra tas pats dalykas, kaip atomas iš atžvilgio į materijos mainą. Kitaip sakant, priimant Planko hipotezą galima ir energijai priskirti atominę struktūrą, kaip ir materijai. Tarp kito ko Juozapas Thomsonas „kvantu“ vadina periodinį sąjūdį, kuris slenka išilgai Faraday'aus jėgų vamzdelio. Taigi, einant Thomsonu, tie Faraday'aus jėgų vamzdeliai suteikia eteriui pluoštinę struktūrą ir ta pluoštinė struktūra yra priežastis energijos mainos kvantais. Reikia pasakyti, kad patsai kvantų hipotezos kūrėjas nedarė pastangų konkretizuoti savo mintį ir iš esmės suprasti mechanizmą, kuris veda prie energijos mainos tam tikromis porcijomis. Jam ne tiek svarbu buvo išaiškinti radiacijos energijos struktūrą, kiek svarbu buvo surasti tokį energijos emisijos ir absorbcijos būdą, kuris duotų radiacijos formulą, atitinkančią tikrenybę. Vėliau Plankas buvo priverstas pakeisti savo hipotezą, skaitant, kad energijos absorbcija vyksta tolydžio, o emisija kvantais, nes priimant absorbciją kvantais galėtų atsitikti taip, kad radiatorius, veikiant silpnai radiacijai, nesugebėtų absorbuoti net ir 1 kvanto energijos. Taigi toksai radiatorius tada visiškai neabsorbuotų energijos, ypač tada, kada mes turėtumėm darbo su dideliais dažnumais ir, vadinasi, su dideliais kvantais. Šitokie samprotavimai ir privertė Planką pakeisti viršum nurodyta prasme jo pagrindinę mintį.

Kaip jau mes matėme, energijos vienetas arba kvantas pareina nuo dažnumo, būtent, yra proporcingas dažnumui, taip kad tie du dydžiai surišti tokia lygtimi: $\varepsilon = h\varkappa$. Čia ε reiškia kvantą, ϰ dažnumą ir h vadinamąją Planko konstantą. Šita konstanta yra universali konstanta, taip pat kaip Newtono visuotinės traukos konstanta, ir ją galima apskaityti įvairiais būdais. Planko apskaitymais $h = 6{,}55 . 10^{-27}$ ergų / sekundų.

Tai yra kvantas dažnumo vienetui. Svarbu atkreipti dėmesio, kad šitoji konstanta turi charakterį energijos išdavos per laiko vienetą, vadinasi, turi charakterį akcijos. Taigi kalbant gamtoje apie akciją prisilaikant kvantų hipotezos, reikėtų laikyti tą akciją per atominę. Reikia pasakyti, kad realiame gyvenime akcija dažniausiai susideda iš atskirų aktų, taip kad atominės akcijos hipoteza turi bent analogiją paprastame gyvenime.

Įsivaizduokime dabar sau tuščią indą rutulio arba cilindro pavidalo, kuriame randasi pusiausvyroje, sakysime, monochromatinė radiacija, kitaip sakant, radiacija, susidedanti iš bangų tam tikro dažnumo $\varkappa$, esant absolutinei temperatūrai T. Mes galime tokią sistemą pakeisti tam tikru labai dideliu skaičium N linijinių radiatorių, kurie visi yra to paties dažnumo, kaip ir esanti inde radiacija, kurie, vadinasi, gali absorbuoti ir leisti bangas dažnumo $\varkappa$. Padarę tokį pakeitimą, mes turėsime inde tą pačią radiaciją pusiausvyroje. Jau mes anksčiau matėme, kad sudaryti bangas etere gali molekulos, atomai ir elektronai, ir mes jau nurodėme pagrindus to, kad laikyti kaltininkais matomos, o ypač ultravioletinės radiacijos elektronus. Bet reikia pasakyti, kad esant augštoms temperatūroms ir patys atomai gali būti radiacijos priežastimi, o ypač jų vibracijos arba virpėjimai gali sudaryti ilgesnes infraraudonas bangas. Plankas ir priima kaipo radiatorius atomus ir elektronus ir lygina juos linijiniams Hertz'o oscilatoriams arba radiatoriams, kurie paminėti praeitame paragrafe. Taigi visi Planko radiatoriai, kuriais užpildytas indo tūris, yra linijiniai radiatoriai ir, vadinasi, kiekvienas iš jų turi tik vieną vibracijos laisvės laipsnį, kuriam, kaip jau mes matėme, priklauso energijos kiekis kT. Planko uždavinys yra tas, kad surastų, kaip pasidalina tokios monochromatinės radiacijos energija tarp atskirų radiatorių, kitaip sakant, kiek tenka energijos kiekvienam iš daugybės tokių radiatorių, kada mes turime radiaciją temperatūrinėje pusiausvyroje. Kadangi Plankas atmeta lygaus energijos padalinimo principą ir prileidžia, kad jo radiatoriai leidžia energiją tik kvantais, tai jo radiatoriai gali turėti šiuos energijos kiekius: $0, \varepsilon, 2\varepsilon \ldots n\varepsilon$. Kaip jau mes anksčiau pabrėžėme, radiacija absolutinės temperatūros T bus pusiausvyroje tik tada, kada ta energija bus padalinta tarp daugybės radiatorių tikriausiu arba labiausiai galimu būdu. Aišku, kad energija tarp daugybės radiatorių gali būti padalinta įvairių įvairiausiais būdais, bet iš daugybės tokių padalinimų, padalinimas tikriausias arba labiausiai galimas duos pastoviausią radiacijos būklę. Taigi ir čia norint gauti atsakymą, kaip bus padalinta energija, reikia taikinti statistikos metodus, kurie remiasi galimumų arba tikrenybių teorijos dėsniais. Eidami tikrenybių teorija ir priėmę per vienetą skaičių radiatorių, kurie turės energijos nulį, mes gausime šiuos skaičius radiatorių su 0, 1, 2, 3 ir t. t. kvantais energijos: $1 : e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} : e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} : e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} \ldots$ Taigi taip santykiuos radiatorių skaičiai su 0, 1, 2, 3 ir t. t. kvantais, priėmus radiatorių skaičių su 0 kvantų per 1. Cia e reiškia natūralių logaritmų bazę, ε reiškia kvantą ir kT reiškia energijos kiekį vieno vibracijos laisvės laipsnio. Bet mes turime iš viso labai didelį skaičių N to paties dažnumo radiatorių. Leisime, kad iš šito skaičiaus M radiatorių turi energiją 0. Tad remdamies augščiau duotų radiatorių skaičių santykiu, mes turėsime $M.e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$ radiatorių su energija ε, $M.e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}}$ radiatorių su energija 2ε ir t. t. Taigi mes turėsime tokią lygtį visam radiatorių skaičiui:

$$N = M + Me^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + Me^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} + Me^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} \ldots =$$

$$= M\left(1 + e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} + e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} \ldots\right) = \frac{M}{1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}},$$

nes skliaustuose mes turime mažėjančią geometrišką eilę.

Antra vertus, mes galime parašyti tokią lygtį visų tų radiatorių energijai:

$$\Sigma(U) = M.O + M.\varepsilon.e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + M.2\varepsilon.e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} +$$

$$+ M.3\varepsilon.e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} + \ldots = M.\varepsilon.e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\left(1 + 2e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + 3e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} + \ldots\right).$$

Sumuodami eilę skliautuose, mes gausime:

$$\frac{1}{\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right)^2}$$

$$\text{Taigi } \Sigma(U) = \frac{M\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right)^2}.$$

Iš augščiau duotos lygties radiatorių skaičiui N mes turime:

$$M = N\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right).$$

Taigi lygtis visai visų radiatorių energijai įgauna tokią formą:

$$\Sigma(U) = \frac{N\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right)}{\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right)^2}$$

$$\text{arba } \Sigma(U) = \frac{N\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}} = \frac{N\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}.$$

Padalinę visą šitą energiją iš radiatorių skaičiaus N, mes gausime vidutinę kiekvieno radiatorio energiją:

$$U = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \quad \text{arba} \quad U = \frac{h\varkappa}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1} \quad (1)$$

jeigu mes turėsime galvoj, kad $\varepsilon = h\varkappa$.

Mes jau anksčiau vartojome terminą „energijos tankumas", turėdami galvoj energijos kiekį u 1 sm.[3] tūrio, užimto visos radiacijos. Čia mes kalbame apie monochromatinę radiaciją, vadinasi, apie radiaciją dažnumo $\varkappa$. Taigi energijos tankumą čia reikia pažymėti ženklu $u_\varkappa$. Remdamasis Maxwellio klasiška elektromagnetine teorija, Plankas nustato tokį santykį tarp vidutinės radiatoriaus energijos U ir tos energijos tankumo $u_\varkappa$: $U = \frac{c^3}{8\pi\varkappa^2} \cdot u_\varkappa$ (2) (c čia šviesos greitumas). Bet mes čia kalbame apie tankumą energijos tam tikro dažnumo $\varkappa$. Taigi tolydiniame spektre ta energija atitinka liniją tam tikro dažnumo. Aišku, kad bolometru mes šitos energijos išmatuoti negalėsime. Bolometru mes visuomet matuojame energiją tam tikro siauro bruožo spektre tarp bangų λ ir $\lambda + d\lambda$ arba tarp dažnumų $\varkappa$ ir $\varkappa + d\varkappa$. Nagrinėjant dalyką matematiškai, matuojamas mūsų bruožas yra be galo siauras, taip kad imant matematiškai energijos tankumas bus ne $u_\varkappa$, o $u_\varkappa \cdot d\varkappa$. Taigi visuomet, kada mes kalbame apie tam tikro dažnumo energijos tankumą, mes visuomet turime išreikšti šitą tankumą ženklu $u_\varkappa \cdot d\varkappa$.

Toliau mes galime išmatuoti bolometru visą energiją, išeinančią iš tuščio indo skylės tam tikro ploto, sakysime, 1 $cm.^2$ ploto. Šita energija per vieną sekundą nukeliaus nuo skylės skleisdamasi šviesos greitumu kelią c. Taigi visa šita energija bus cilindre ilgio c ir ploto 1 $cm.^2$. Pažymėsime visą šitą energiją raide S, o jos tankumą raide E. Tad mes turėsime $E = \frac{S}{c}$, nes cilindro tūris bus lygus c (čia c reiškia šviesos greitumą). Kadangi mes galime išmatuoti visą energijos kiekį S, kuris išeina iš 1 $cm.^2$ kūno paviršiaus, tai aišku, kad mes visuomet galime surasti energijos tankumą. Antra vertus, tasai energijos tankumas

$$E = \int_0^\infty \frac{dE}{d\lambda} . d\lambda \text{ arba } E = \int_0^\infty E_\lambda . d\lambda, \text{ priėmus, kad } E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}.$$ E_λ yra

energijos tankumas, kada ta energija susideda iš bangų ilgio λ.

Iš reiškinio šitam tankumui išeina, kad tai yra energijos atmaina pasikeitus bangos ilgiui ilgio vienetu, sakysime, 1 cm. Fizikos atžvilgiu tai neturi jokios prasmės, nes 1 cm. apima labai didelį skaičių bangų ilgio λ. Bet matematikos atžvilgiu viskas yra tvarkoje, ir mes galime su šituo dydžiu operuoti. Plankas įrodė, kad $E_\lambda . d\lambda = - u_\varkappa . d\varkappa$. Vadinasi, energijos tankumai, skaitant juos tokiems siauriems bruožams, kurie atitinka arba labai mažą bangos pailgėjimą arba labai mažą dažnumo sumažėjimą, yra lygūs, tik turi priešingus ženklus, nes ilgėjant bangoms dažnumai mažėja, ir atbulai.

Taigi turėdami šitą galvoj ir suderinę (1) lygtį su (2), mes gausime tokią energijos lygtį dažnumui ϰ:

$$\frac{c^3}{8\pi\, \varkappa^2} . u_\varkappa d\varkappa = \frac{h\varkappa}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1} \text{ arba } u_\varkappa . d\varkappa = \frac{8\pi\, h\varkappa^3}{c^3} . \frac{d\varkappa}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1}.$$

Tai ir bus Planko energijos padalinimo lygtis be galo siauram tolydinio spektro bruožui. Pakeisime dabar tos lygties formą taip, kad galima būtų ją pritaikinti spektro energijos bolometriniams matavimams. Mes jau minėjome, kad Plankas įrodė, kad $- E_\lambda . d\lambda = + u_\varkappa . d\varkappa$. Antra vertus, iš $\varkappa\lambda = c$ seka $\lambda = \frac{c}{\varkappa}$ arba, diferencijuojant šita lygtį, $\frac{d\lambda}{d\varkappa} = - \frac{c}{\varkappa^2}$. Taigi gautoje Planko lygtyje $u_\varkappa . d\varkappa$, mes galime pakeisti reiškiniu $- E_\lambda . d\lambda = E_\lambda \frac{c\, d\varkappa}{\varkappa^2}$.

Tad Planko lygtis įgyja tokią formą:

$$E\lambda \frac{c\, d\varkappa}{\varkappa^2} = \frac{8\pi\, h\varkappa^3}{c^3} . \frac{d\varkappa}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1} \text{ arba } E_\lambda = \frac{8\pi\, h\varkappa^5}{c^4} . \frac{1}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1}.$$

Atlikdami spektrometrinius matavimus mes visuomet turime darbo su bangų ilgiais ir jau iš tų bangų ilgių apskaitome dažnumus. Taigi išeinant iš lygties $\varkappa\lambda = c$, pakeisime paskutinėje lygtyje ϰ per $\frac{c}{\lambda}$ ir, be to dar, padauginsime skaitiklį ir vardiklį tos lygties iš c. Tad mes gausime tokią lygtį:

$$E\lambda = \frac{8\pi\, c\, h}{\lambda^5} . \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}.$$ Tai ir yra garsi šių dienų fizikoje Planko lygtis.

Visa eilė tyrinėtojų tikrino šitą lygtį tiesioginiais matavimais tolydinio spektro atskirų dalių. Bolometro energijos prieauglis matuojamas galvanometru. Mes galime graduoti galvanometrą ta prasme, kad nustatysime, kiek nukrypsta galvanometras perėjus per jį tam tikram energijos kiekiui. Iš kitos pusės, remdamies paskutine Planko lygtimi, mes galime iš anksto apskaityti energijos kiekį, surištą su tuo ar kitu siauru bruožu tolydinio spektro. Dažniausiai imami bruožai platumo nuo 1, iki 6', bet jie imami taip, kad patsai vidurys tų bruožų atitiktų liniją bangos ilgio λ, o apskaitę energijos kiekį ir žinodami galvanometro konstantą, mes iš anksto galime apskaityti, koksai bus galvanometro nuokrypis ir, vadinasi, išspręsti, ar Planko lygtis sutinka su tikrenybe ar ne. Ypatingai pasidarbavo, tikrindami Planko lygtį, Lummeris, Pringsheimas, Paschen'as ir Kurlbaumas. Duosime čia grutę tokių matavimų pavyzdžių.

$\lambda = 1{,}0959\mu$. Matuojamo spektro bruožo platumas 3' ir aplinkos temperatūra 9,8°C.

Tr (radiacijos temperat.)	1333,4	1553,1
Pastebėtas galvanometro nuokrypis . . .	60,6	252,6
Apskaitytas nuokrypis pagal Wieno formulą	61,44	252,5
Apskaitytas galvanometro nuokrypis pagal Planko formulą	61,27	249,4

$\lambda = 8{,}7958\mu$. Spektro bruožo platumas 6'. Aplinkos temperatūra 15,1°.

Tr (radiacijos temperat.)	1458,6	1069,8
Pastebėtas galvanometro nuokrypis . . .	131,7	74,43
Apskait. pagal Wieno formulą	90,4	59,79
Apskait. pagal Planko formulą	129,1	73,75

Iš čia mes matome, kad trumpesnėms bangoms tinka abidvi formulos ir net Wieno formula tinka geriau. Bet užtat ilgoms bangoms Wieno formula visiškai netinka, o Planko formula tinka. Čia duoti pavyzdžiai Planko formulos patikrinimo nematomajai spektro daliai. Bet ta formula, patikrinta ir matomai spektro daliai, pasirodė tinkanti.

Taigi Planko lygtis išsprendžia radiacijos uždavinį ta prasme, kad ji apima visas tolydinio spektro dalis ir todel ji šiandien priimta fizikoje, kad ir pagrįsta ši lygtis hipoteza, kuri griauna klasišką elektromagnetinę teoriją. Reikia dar pasakyti, kad iš Planko lygties išeina ir Rayleigh Jeanso lygtis ir Wieno lygtis kaipo ypatingi atsitikimai. Išreiškę Planko lygtį grafiškai, mes gausime kreivąją su maksimumu, kuri rodys labai maža energijos dideliems dažnumams ir mažiems dažnumams ir maksimumą energijos vidutiniams dažnumams. Einant kvantų hipoteza tai visiškai suprantama. Dideli dažnumai yra susiję su dideliais kvantais, ir todel radiatorių galėjimas įsigyti tokį didelį kvantą yra mažas ir, vadinasi, retas atsitikimas. Taigi didelių dažnumų sritys aplamai rodys maža energijos. Antra vertus, maži dažnumai susiję su mažais kvantais. Radiatoriai lengvai gali įsigyti tokius energijos kvantus, bet užtat visa tokių radiatorių energija bus nedidelė.

Šita Planko kvantų hipoteza įgalino Danijos fiziką Bohrą išspręsti elementų spektrų klausimą drauge su atomų struktūra, nustatant atomų elektronams vadinamas statiškas orbitas (apie tai smulkiau išdėstyta Prof. V. Čepinskio veikale „Atomas"). Taigi šita keista hipoteza turi labai didelės reikšmės dabarties fizikoje. Bet reikia pasakyti, kad fizikų tarpe ji sukelia ir daug abejonių. Taip kai kurie fizikai šiandien palaiko vadinamąją pulsų šviesos teoriją, kuri visiškai neatmeta šviesos bangų teorijos. Daug

Daug kas verčia manyti, kad šviesos priežastimi yra netaisyklingi meterialinių dalelių judėjimai, kurie suteikia eteriui pulsus arba impulsus. Šitie pulsai arba impulsai skleidžiasi vienodu nuolatiniu greitumu etere, tai yra žinomu mums šviesos greitumu. Bet pereidami iš eterio į įprastą mums materiją, tie pulsai išsisklaido, įvyksta žinoma mums dispersija. Taigi materijoje tie pulsai skleidžiasi bangomis įvairių ilgių ir įvairių greitumų. Pulsų teorija labai gerai išaiškina visa tai, kas yra charakteringa šviesai, kaip antai, dispersija, interferencija ir difrakcija. Bet pulsų teorija nesuderinama su tuo, kad balta šviesa susideda iš spindulių tam tikrų bangos ilgių, kurias einant Fourier'o teorema galima pakeisti harmoningomis cosinų arba sinų bangomis. Taigi pulsų teorija sugriauna, taip sakant, pamatą Planko teorijai, nes visos Planko išvados yra padarytos remiantis sistema linijinių radiatorių, kurie atlieka paprastus harmoningus švytavimus.

Uždaviniai iš geometriškos optikos.

1. Lūžimo koeficientai stiklo ir vandens iš atžvilgio į orą yra iš eilės 1,52 ir 1,33. Surasti lūžimo koeficientą stiklo iš atžvilgio į vandenį.

2. Šviesos taškas randasi tarp dviejų plokščių veidrodžių, kurie sudaro kampą 60^0. Surasti, kiek čia susidaro vaizdų, ir įrodyti, kad visi tie vaizdai randasi ant rato.

3. Saulės disko centro matomasai pakilimas iš atžvilgio į akiratį yra lygus 30^0. Surasti tikrą pakilimą, imant domėn, kad oro lūžimo koeficientas iš atžvilgio į tuštumą yra lygus 1,0003.

4. Oro burbuliukas stiklo kube, žiūrint į jį normaliai pro stiklo paviršių, atrodo atokume 2 cm. nuo šito paviršiaus. Imant domėn, kad stiklo lūžimo koeficientas yra lygus 1,52, surasti tikrą atokumą oro burbuliuko nuo stiklo paviršiaus.

5. Gaubto veidrodžio kreivumo stipinas yra lygus 16 cm.. Surasti būklę, prigimtį ir didumą vaizdo, 1) kada objektas didumo 5 mm. patalpintas atokume 20 cm. nuo veidrodžio ir 2) atokume 6 cm nuo veidrodžio.

6. Iškilo veidrodžio kreivumo stipinas yra lygus 16 cm.. Surasti būklę, prigimtį ir didumą vaizdo, kada objektas didumo 5 mm. patalpintas atokume 20 cm. nuo veidrodžio.

7. Kreivumo stipinai dviejų plonos dvigubai iškilos linzės paviršių yra lygūs iš eilės 20 ir 40 cm. Stiklo lūžimo koeficientas, iš kurio padirbta šita linzė, yra lygus 1,5. Surasti tokios linzės fokinį ilgį. Be to, surasti fokinį ilgį gaubtai iškilos linzės tokios pat medžiagos ir tų pačių kreivumo stipnių.

8. Fokinis ilgis dvigubai iškilos linzės yra lygus 40 cm.. Surasti vaizdo būklę, kada objektas randasi atokume 60 cm. nuo linzės ir 30 cm. nuo linzės.

9. Dvigubai iškila linzė sudaro ekrane vaizdą didumo a. Nekeičiant ekrano ir objekto būklių, bet stumiant linzę į ekrano pusę galima surastl kitą linzės būklę, kurioje ji sudaro aiškų vaizdą ekrane. Šituo atveju vaizdo didumas (linijinis didumas, vadinasi, vaizdo augštis) yra lygus b. Įrodyti, kad objekto didumas yra lygus $\sqrt{ab}$.

10. Dvigubai iškila ir dvigubai gaubta linzės patalpintos atokume 6 cm. viena nuo kitos ir taip, kad jų ašys sutampa (patalpintos koaksijaliai). Abiejų tų linzių fokinis ilgis yra lygus 20 cm. Surasti vaizdo būklę, kada objektas randasi atokume 30 cm. iš pusės dvigubai iškilos linzės ir kada jis randasi tam pačiam atokume iš pusės dvigubai gaubtos linzės.

11. Iš vienos pusės plonos dvigubai iškilos linzės randasi vanduo, o iš kitos pusės oras. Abudu linzės paviršiai yra to paties kreivumo ir to kreivumo stipinas yra lygus 20 cm.. Linzė padirbta iš stiklo lūžimo koeficiento 1,52. Surasti būklę fokinių plokštumų, pagrindinių plokštumų ir mazgų šitai linzei.

12. Atokume 5 cm. nuo stiklo rutulio centro randasi nušviestas objektas. Kur susidarys to objekto vaizdas ir koksai bus padidinimas, imant domėn, kad stiklo lūžimo koeficientas yra lygus 1,5 ir stiklo rutulio stipinas yra lygus 2 cm.?

13. Iš vienos pusės stiklo rutulio, kurio kreivumo stipinas yra lygus 1 cm., o lūžimo koeficientas 1,52, randasi oras, o iš kitos pusės vanduo. Surasti būklę fokinių plokštumų, pagrindinių plokštumų ir mazgų, ir, remiantis tomis būklė-

mis, surasti vaizdo būkles ir padidinimus, kada objektas randasi ore atokume 4 cm. nuo rutulio centro ir atokume 1,5 nuo rutulio centro.

14. Plokščiai iškila linzė iš stiklo, lūžimo koeficiento 1,52 ir kreivumo stipino 24 cm., turi storumą 2 cm. išilgai ašies. Apskaityti tos linzės fokinis ilgis ir surasti vaizdo būklę, kada objektas randasi atokume 50 cm. nuo linzės iškilo paviršiaus iš to paviršiaus pusės ir kada objektas randasi tam pačiam atokume iš plokščio paviršiaus pusės.

15. Stiklo pusrutulis stipino r ir lūžimo koeficiento μ veikia kaipo linzė. Imant domėn tik tuos spindulius, kurie sudaro mažus kampus su ašimi, įrodyti, kad vienas iš pagrindinių tos linzės taškų sutampa su susikirtimu iškilo paviršiaus su ašimi, tada kaip antrasai pagrindinis taškas randasi linzėje atokume $\frac{r}{\mu}$ nuo plokščio paviršiaus. Be to, įrodyti, kad tokios linzės fokinis ilgis yra lygus $\frac{r}{1-\mu}$.

16. Duota crownglaso prizma laužiamojo kampo 30°. Kokio kampo reikia paimti flintglaso prizmą, kad gautum: 1) achromatinę prizmą, 2) tiesioginio matymo prizmą, ir koksai pirmuoju atveju bus atsilenkimas spindulių ir kokia bus dispersija antruoju atveju? Apskaityti visa tai remiantis šiais daviniais:

Stiklo rūšis	μ_D	$\mu_D - \mu_C$	$\mu_F - \mu_D$	$\frac{\mu_F - \mu}{\mu_D - 1}$
Kietas crown . . .	1,5175	0,00252	0,00604	0,01654
Tankus flint . . .	1,6214	0,00491	0,01231	0,02771

17. Reikia padirbti dvigubai iškila linzė fokinio ilgio 50 cm. taip, kad ji duotų achromatinę kombinaciją. Remiantis viršum duotais daviniais, apskaityti fokinius ilgius komponentinių linzių.

18. Objektas 2 cm. augščio randasi ant ašies plonos iškilos linzės fokinio ilgio 20 cm. atokume 50 cm. iš kairės pusės tos linzės. Plona gaubta linzė fokinio ilgio 45 cm patalpinta atokume 10 cm. iš dešinės pusės pirmosios linzės koaksijaliai su ja. Surasti būklę ir padidinimą galutinio vaizdo.

19. Iškila linzė ant optikos suolo sudaro vaizdą ekrane, kuris patalpintas ant to paties optikos suolo. Padidinimas yra lygus 2,41. Paliekant objektą ir ekraną jų vietose, linzė pavaroma į vaizdo pusę per 10 cm.. Tada vėl ekrane susidaro aiškus vaizdas padidinimo 0,415. Remiantis šitais daviniais apskaityti linzės fokinį ilgį.

20. Įrodyti, kad $\frac{\sin\frac{A+D}{2}}{\sin\frac{A}{2}} = \mu \frac{\cos\frac{\beta-\beta^1}{2}}{\cos\frac{\alpha-\alpha^1}{2}}$ prizmai lūžimo kampo A ir turint galvoj, kad spindulio puolimo kampas ir išėjimo kampas iš eilės yra lygus α ir α^1, o atitinkamieji jiems lūžimo kampai β ir β^1, ir pagaliau minimum atlenkimo kampas D.

Prakalba.

Patiekiamas čia optikos kursas susideda, kaip paprastai, iš dviejų dalių: geometriškos optikos ir fiziškos optikos. Tai yra vienas iš didžiausių eksperimentinės fizikos kurso skyrių, akivaizdoje didelės reikšmės, kurią turi šviesos fenomenai mūsų intelektui, sudarant fiziško pasaulio vaizdą, ir įvairių įvairiausiuose aparatuose ir instrumentuose, kurie vartojami atliekant įvairių įvairiausius moksliškus tyrinėjimus. Kursas parašytas universiteto studentams ir apima visus svarbiausius šviesos fenomenus ir jų veikimo dėsnius. Bet tasai kursas yra visiškai prieinamas ir augštesniųjų mokyklų vyresniųjų klasių mokiniams, ypač geometriškoji optika, nes jame maža vietos užima išvados, kurios remiasi augštosios matematikos metodais. Daugiausia, darant išvadas, buvo pasiremta elementarinės matematikos metodais.

Elektromagnetinė šviesos teorija išdėstyta čia labai bendrais bruožais ir visiškai nepaliesta garsi šiandien Einšteino relatyvumo teorija. Smulkesnis šito dalyko išdėstymas paliekamas magnetizmo ir elektros skyriui, nes tasai dalykas gali būti tinkamai suprastas tik pasipažinus su elektrodinamikos pagrindiniais dėsniais.

Rašydamas šitą kursą autorius rėmėsi šiais specialiais veikalais: 1) Prof. R. A. Houstoun „A Treatise on Light“ (Traktatas apie šviesą), 2) prof. R. W. Wood „Optics“ (Vudo optika) ir 3) prof. Preston „Light“ (Prestono šviesa).

Piešiniai dalinai pagaminti paties autoriaus, dalinai paimti iš katalogų ir dalinai iš įvairių optikos vadovėlių.

1925 m. gegužės mėn. 21 d.
Kaunas.

V. Čepinskis
Lietuvos Universiteto Fizikos Profesorius.

TURINYS.

I DALIS.

Geometriškoji optika.

II DALIS.

Fiziškoji optika.

Pastebėtų klaidų atitaisymas.

Pusl.	Eil.	ATSPAUSDINTA	TURI BŪTI
7	18 iš apačios	$\frac{qa\cos\alpha}{\alpha}$	$\frac{qa\cos\alpha}{a}$
8	1 iš viršaus	$\cos\vartheta$	$\cos\alpha$
8	2 „ „	ϑ	α
12	6 iš apačios	CD	CB.
14	15 pieš.	NN^1	NPN^1 (P ant vidurio linijos NN^1)
17	5 iš viršaus	SD	S_2
18	7 iš apačios	atspindžio	atspindi
21	27 pieš.	v	α
24	16 iš viršaus	taško O_1	taško P_1
27	33 pieš.	B	S
29	5 iš viršaus	spinddasi	spinduliai
29	23 „ „	usikerta	susikerta
33	45 pieš.		Kampo α viršūnė pažymėti raide B ir kampo α_1 viršūnė — raide O.
35	46 pieš.		Punktyrais nupieštų statmenų galus iš eilės pažymėti raidėmis S_1S_1 ir S_2S_2.
36	18 iš viršaus	MA^2	MM.
40	53 pieš.		Galą linijos NO pažymėti raide I.
42	4 iš viršaus	$\frac{1}{n}\cos\alpha da$	$\frac{1}{n}\cos\alpha\, d\alpha$
47	59 pieš.		Susikirtimą linijos NN su AB pažymėti raide N_2 ir susikirtimą linijų N_1N_1 ir S_2N_2 pažymėti raide N.
49	2 iš apačios	dešinės	kairės
54	65 pieš.		Susikirtimą stipino CN su paviršium APB pažymėti raide E.
57	66 pieš.		Susikirtimą linijų MD ir AK pažymėti raide B.
59	14 iš viršaus	rodyti	įrodyti
63	2 iš apačios	KC	KG
63	1 „ „	CK	GK
67	74 pieš.		Viršut. galas linijos P_1S pažymėti raide Q. Linija A^1I_1 ištiesti nuo susikirtimo linijų TU ir CG.
73	11 iš viršaus	DF_2	PF_2
75	23 „ „	mažesnė	didesnė
80	5 „ „	Pažymėsime	Pažymėję
84	7 iš apačios	$n_2y_2tg\alpha_3$	$n_2y_2tg\alpha_2$
84	6 „ „	$n_2y_3tg\alpha_2$	$n_2y_2tg\alpha_2$
86	10 iš viršaus	$(x_1-g_1)\ (x_2-g_1)$	$(x_1-g_1)\ (x_2-g_2)$
86	16 „ „	$x_1-g_2=0.$	$x_2-g_2=0.$
87	1 „ „	iš vaizdo Q taško B	iš taško Q
87	24 „ „	$\frac{n_2\varphi^2}{n_2\gamma^2}=1$	$\frac{n_1\varphi^2}{n_2\gamma^2}=1$
88	3 „ „	$n_1y_1=n_1y_2$	$n_1y_1=n_2y_2$
89	5 „ „	mazgo	vaizdo
93	13 iš apačios	tyrinėsime	turėsime
97	26 iš viršaus	augštyn	žemyn
99	16 iš apačios	taške f.	taške r.
104	26 iš viršaus	kolimatorių	kolimatoriaus
106	15 „ „	kalbamų linijų	kalbamos linijos
111	4 iš apačios	chromosfer oje	chromosferoje
112	24 „ „	spektrų	spektrą
112	23 „ „	Taip yra	
127	7 iš viršaus	$F=-{}^3/_4F$	$Fc=-{}^3/_4F$
129	22 iš apačios	mikroskopai	mikroskopas.
135	1 „ viršaus „	išraiškinę	išryškinę

Pusl.	Eil.	ATSPAUSDINTA	TURI BŪTI
136	7 iš apačios	padinimas	padidinimas
151	12 „ „	dvasini	dvasinį
161	20 „ „	skadrumas	skaidrumas
167	7 iš viršaus	uc	$\top$
169	21 „ „	greituma	greitumą
171	1 „ „	ingos	lingos
172	1 „ „	grįzi	grįžti
172	2 „ „	pasisukus	pasisuks
177	15 „ „	nukauti	nukakti
181	16 „ „	renkamąją linzę	renkamąja linze
190	18 iš apačios	tokią	tokį
193	7 „ „	$\frac{d_4 - d_6}{2}$	$\frac{d_4 + d_6}{2}$
194	5 iš viršaus	$\frac{dn}{2}$	$\frac{d_n}{2}$
203	16 „ „	$a\varphi$	$\varphi\varphi$
210	27 „ „	10^9	10^{-9}
210	4 iš apačios	FG	FH.
218	7 iš viršaus	polarizacijos	vibracijos
223	15 iš apačios	virum	viršum
223	2 „ „	romboldro	romboedro
224	10 iš viršaus	romboldrus	romboedrus
224	29 „ „	O	O^0
234	9 iš apačios	Tepasidarai	Tepasidaro
234	8 „ „	tesudarai	tesudaro
239	1 iš viršaus	atlenkiamaja	atlenkiamajai
253	25 „ „	$\frac{C^2}{\mu K}$	$\frac{c^2}{\mu K}$
256	10 iš apačios	K_2 ir K_2	K_1 ir K_2
257	13 iš viršaus	$\frac{43,2}{\lambda^2 \quad 144}$	$\frac{43,2}{\lambda^2 - 144}$
260	10 „ „	ilgas į šilimos	į ilgas šilimos
262	12 „ „	chakteringas	charakteringas
262	28 „ „	hidrochinino	hidrochinono
263	4 iš apačios	stiklą	želatiną ant stiklo
265	11 iš viršaus	stovimų	stovinčių
268	5 iš apačios	$A^1 — B^1 . n^{-2}$	$A^{-1} — B^{-1} . n^{-2}$
269	3 iš viršaus	anraeilės	antraeilės
272	7 „ „	koja	ašis
272	13 „ „	dešinės į kairę	kairės į dešinę
272	16 „ „	kairės į dešinę	dešinės į kairę
272	30 „ „	eleminuotas	kompensuotas
273	1 „ „	Bredychinas	Bredichinas
279	222 pieš.	sichtbar ultrarot	matomoji dalis, infraraudona
282	6 iš viršaus	laipsnio	laipsnio (t. y. kinetinė plius potenc. energijos)
282	25 „ „	elektro megnetinės	elektromagnetinės
282	1 iš apačios	$h = 6,55 . 10^{-27}$ ergų/sek.	$h = 6,55 . 10^{-27}$ ergų $\times$ sekundų
283	2 iš viršaus	laiko vienetą	tam tikra laiką
285	15 „ „	$— u\varkappa . d\varkappa.$	$— u_{\chi .} d\varkappa.$
285	21 „ „	$\frac{h\varkappa}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1}$	$\frac{h\varkappa . d\varkappa}{e^{\frac{h\varkappa}{kT}} - 1}$
286	5 iš apačios	statiškša	statiškas
286	1 „ „	Daug	

Kaina **12** litų

Brangiau pardavinėti draudžiama